



Mesure du spectre de positons cosmiques avec l'expérience AMS-02 et recherche de signaux "exotiques"

Jonathan Pochon

► To cite this version:

Jonathan Pochon. Mesure du spectre de positons cosmiques avec l'expérience AMS-02 et recherche de signaux "exotiques". Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2005. Français. NNT: . tel-00010164

HAL Id: tel-00010164

<https://theses.hal.science/tel-00010164>

Submitted on 15 Sep 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Ecole Doctorale de Physique et d'Astrophysique de Lyon
Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des Particules

THÈSE

présentée devant

l'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON 1

pour l'obtention du

Diplôme de doctorat

Spécialité : Physique des particules

(arrêté du 25 avril 2002)

par

Jonathan POCHON

Mesure du spectre de positons cosmiques avec l'expérience AMS-02 et recherche de signaux "exotiques"

Directrice de thèse :
M^{me} Corinne GOY

Soutenue le 30 juin 2005 devant la commission d'examen

MM.	Jacques	COLAS	membre invité
	Suzanne	GASCON-SHOTKIN	présidente
	Corinne	GOY	directrice de thèse
	Martin	POHL	rapporteur
	Pierre	SALATI	rapporteur
	Tiina	SUOMIJARVI	
	Charling	TAO	

*A mes parents et à
mes grands-parents...*

Remerciements

Je tiens à remercier Jacques Colas pour m'avoir accueilli au LAPP. Merci aux membres de mon jury qui ont participé de manière active à l'achèvement de mon manuscrit et en particulier à mes deux rapporteurs, Martin Pohl et Pierre Salati, dont les corrections/remarques ont été très bénéfiques. Merci à Pierre pour toutes les discussions (les cours ?) de physiques. Merci à Charling, qui me connaît depuis tout "petit", d'avoir accepté de donner la touche sudiste à mon jury et de fermer la "boucle".

Je remercie le groupe AMS-LAPP pour mon intégration dans cette expérience, avec tout d'abord le duo Jean-Pierre et Guy pour leur expérience de la physique, Roman pour son sens pratique, Sylvie pour sa bonne humeur et sa "SuSy", Loic pour ses astuces, Cathy et Pierre pour les nombreuses discussions. Je n'oublie pas les électroniciens, Nadia pour le "volopress", Denis-Glenn-Seb pour l'amour du rock, et bien sur les mécaniciens Jean-Marc et Franck pour la touche "yaute", et Laurent qui me doit une revanche au squash!!

La meilleure maintenant ! Merci Corinne de m'avoir fait confiance durant ces trois années et m'avoir soutenu, ce qui n'était pas une cure de santé. Merci de ta compréhension vis à vis de mes activités extra-doctorales qui allaient quelquefois à l'encontre du travail "acharné" d'une thèse. Merci d'avoir été une "chef" présente et agréable à suivre...

Un grand merci à George pour Episode 3, que l'on attendait depuis plus de dix ans. Merci à toi George, d'avoir fait naître le personnage le plus "puissant" de tout l'Univers : Anakin Skywalker, et donnant ainsi un tout petit peu de fun (force ?) pendant la rédaction. Je remercie Rachel Green d'avoir ouvert les yeux, il lui aura fallu près de huit ans, et décidé de se remettre avec l'Indiana Jones New-Yorkais : Ross Geller.

Merci à O. Ledroit pour les dessins de "Requiem" et "Xoco". Merci à Korn pour "A.D.I.D.A.S" et "No Way". Merci le "team Movement" d'avoir créé le "red apple 71" donnant au ski de rando la note agressive qui manquait, économisant par la même occasion mes cuisses à la montée pour que la descente soit toujours un plaisir. Merci à Laphroaig de distiller leur "single malt" tourbé.

Pour presque finir, je remercie ceux qui ont animés ces trois années je veux dire So, ma belle-sœur, mon frangin et mon colloc. Je n'oublie pas les autres thésards, les grenoblois, les sudistes, les baujus et ceux que j'oublie (et de toute façon je ferais des dédicaces!!).

Et pour finir, merci à toute ma famille, et bien sur une spéciale dédicace à mes parents toujours là pour moi.

Table des matières

I	Physique d'AMS-02	3
1	Cosmologie	5
1.1	Modèle standard de la Cosmologie	6
1.2	Détermination des paramètres cosmologiques	9
1.2.1	Nucléosynthèse primordiale	9
1.2.2	Fond micro-onde cosmologique (CMB)	10
1.2.3	La constante cosmologique Λ	12
1.2.4	Conclusion	13
1.3	Contenu en matière	14
1.3.1	Preuve de la présence de matière noire	14
1.3.2	Formation de la galaxie	14
1.3.3	Candidats baryoniques	17
1.3.4	Candidats non-baryoniques	17
1.3.5	Distribution de matière noire	19
2	La matière noire d'origine supersymétrique	23
2.1	Extension du Modèle standard	24
2.1.1	Modèle standard (MS)	24
2.1.2	Insuffisances du Modèle standard	24
2.1.3	Extensions supersymétriques du MS	25
2.2	La particule supersymétrique la plus légère (LSP)	28
2.3	Recherches de matière noire sous forme de neutralino	29
2.3.1	Détection directe	29
2.3.2	Détection indirecte	30
2.4	Phénoménologie dans m-Sugra	37
2.4.1	Annihilation de neutralinos au repos	37
2.4.2	Non-universalité à l'échelle GUT	37
3	Les positons de notre Galaxie	39
3.1	Positons dans la galaxie	40
3.1.1	Caractéristiques et origine des rayons cosmiques	40
3.1.2	Les positons dans le milieu galactique	43
3.1.3	La modulation solaire	46
3.2	Equation de la diffusion	47

3.3	Paramètre de diffusion $K(\epsilon)$	48
-----	--	----

II L'expérience AMS-02 et ses performances 53

4 Le détecteur AMS-O2 55

4.1	Détecteur à Radiation de Transition	57
4.2	Système de temps de vol (TOF)	58
4.3	Trajectomètre et l'aimant supraconducteur	59
4.4	Compteurs Anti-Coincidence	61
4.5	Détecteur Čerenkov à Imagerie en Anneaux (RICH)	61
4.6	Calorimètre électromagnétique	62

5 Séparation positons/protons dans le calorimètre. 65

5.1	Capacité de separation e/p du calorimètre	66
5.1.1	Comportement électromagnétique	66
5.1.2	Comportement hadronique	67
5.1.3	Variables	68
5.2	Analyse multi-variables	72
5.2.1	Analyse linéaire discriminante	72
5.2.2	Réseau de neurones	72
5.3	Tests en faisceaux 2002	75
5.3.1	Contexte et stratégie pour la séparation électron-proton	76
5.3.2	Simulation des tests en faisceaux	76
5.3.3	Qualité et composition des faisceaux	76
5.3.4	Présélection	87
5.3.5	Analyse	89
5.3.6	Etude des erreurs statistiques et systématiques	93
5.3.7	Contrôles approfondis	97
5.4	Conclusion	101

III Capacité de découverte 103

6 Acceptance des positons 105

6.1	Environnement	106
6.1.1	Simulation	106
6.1.2	Principe de la sélection	107
6.1.3	Définition de l'acceptance et de la rejection	107
6.2	Présélection	108
6.3	Selection	110
6.3.1	Système de mesure de temps de vol (TOF)	110
6.3.2	Trajectomètre	110
6.3.3	Détecteur à transition de Radiation	111
6.3.4	Calorimètre	113

6.4	Estimation des acceptances pour les électrons et les protons	118
6.4.1	Estimations monocinétiques	118
6.4.2	Estimations avec des gammes d'énergie	121
6.4.3	Normalisation aux vrais flux	127
6.4.4	Conclusion	129
7	Mesure de flux e^+ et signaux exotiques dans AMS-02	131
7.1	Le fond e^+ d'origine conventionnelle	132
7.2	Signature indirecte d'annihilation de neutralino	134
7.2.1	Codes utilisés	134
7.2.2	Jeux de paramètres "courants"	135
7.2.3	Balayage de l'espace des paramètres SuSy ($m_0, m_{1/2}$)	143
7.3	Non-universalité dans le MSSM	148
7.3.1	Cas $M_3 = 80\%m_{1/2}$	148
7.3.2	Cas $M_3 = 50\%m_{1/2}$	150
7.4	Conclusion	152
8	Propagation des positons et grumeaux de matière noire	153
8.1	Résolution de l'équation de diffusion	155
8.1.1	Résolution en 3 dimensions sans bornes	157
8.1.2	Résolution dans un espace borné	159
8.2	Contrôle du code	160
8.3	Propagation de signaux issus de Kaluza-Klein	162
8.3.1	Modèle à dimensions universelles (UED)	163
8.3.2	Modèle à géométrie déformée	166
8.4	Effets des grumeaux de matière noire	170
8.4.1	La distance	170
8.4.2	L'amplification	170
8.5	Conclusion	172
9	Comparais. données des tests avec simulation	175

Introduction

L'expérience AMS-02 est un détecteur de physique des particules destiné à être installé sur la station spatiale internationale (ISS) pour une durée d'au moins trois ans à partir du printemps 2008. Il sera capable d'identifier des rayons cosmiques tels que les électrons, positons, protons, antiprotons, les noyaux et antinoyaux (He , $\overline{\text{He}}$, C , $\overline{\text{C}}$,...) ainsi que le rayonnement gamma. Les motivations physiques sont la recherche d'antimatière primordiale pour $Z \geq 2$, la recherche indirecte de la matière noire, la mesure des spectres de rayons cosmiques et l'étude des photons dans une gamme d'énergie allant du GeV au TeV. La technologie a été validée avec un premier détecteur AMS-01 lors d'un vol sur la navette américaine Discovery où il fut embarqué du 2 au 11 juin 1998. Le succès technique fut complété par la collecte de 10^8 événements dans la plage de rigidité comprise entre 0.1 GeV et 200 GeV comprenant des protons, antiprotons, noyaux d'Hélium, positons, électrons et des deutons. Ces mesures ont permis de donner une limite supérieure sur le rapport $\frac{\overline{\text{He}}}{\text{He}}$ de $1.1 \cdot 10^{-6}$, de mesurer le flux de protons jusqu'à 200 GeV et la mesure du flux de positons jusqu'à 3 GeV. Le détecteur AMS-02 fonctionnera dans le même environnement avec des performances accrues. La gamme en rigidité sera étendue grâce à un aimant supraconducteur produisant un champ de 0.85 T, et à l'utilisation d'un calorimètre électromagnétique capable de mesurer l'énergie des particules électromagnétiques jusqu'au TeV. Ces détecteurs sont complétés par un détecteur à transition de radiation pour la séparation positons-protons, un trajectomètre à l'intérieur du champ magnétique, un détecteur Čerenkov à imagerie en anneaux séparant les noyaux jusqu'à $A=27$.

Le spectre de positons cosmiques a été mesuré à plusieurs reprises par l'expérience HEAT jusqu'à 30 GeV. Ces mesures montrent une distorsion possible de ce spectre vers 8 GeV. Cette distorsion peut s'interpréter comme un signal de matière noire provenant par exemple de l'annihilation de neutralino dans le halo galactique. La mesure du spectre de positons cosmiques nécessite une séparation positons/protons de l'ordre de 10^5 . Cette discrimination est obtenue en utilisant les informations combinées des différents sous-détecteurs constituant AMS-02. Durant l'été 2002, le calorimètre électromagnétique d'AMS a subi des tests en faisceaux où plusieurs caractéristiques ont été mesurées comme la gamme dynamique de l'électronique, la résolution en énergie et le pouvoir de séparation "électrons" protons. La séparation électron proton a été obtenue en utilisant des variables discriminantes combinées dans un réseau de neurones. Cette technique mise au point sur les données des tests en faisceaux a été utilisée pour déterminer l'acceptance du détecteur AMS-02 aux positons en intégrant les critères de sélection venant des autres sous-détecteurs comme le détecteur à radiation de transition et le trajectomètre. On peut ainsi estimer le nombre de positons d'origine conventionnelle attendus dans AMS-02, et

déterminer, dans le contexte cosmologique de matière noire froide composée de particules massives et interagissant faiblement, la capacité du détecteur à voir une distorsion du spectre de positons. Les signaux exotiques étudiés proviennent de modèles supersymétriques où le neutralino est un excellent candidat à la matière noire. Cependant les flux induits par son annihilation dans le halo galactique restent trop faibles pour être détectables. Ce signal, proportionnel à la densité de matière noire, pourrait être amplifié grâce à l'existence de grumeaux, surdensité locale, de matière noire qui apparaissent naturellement dans les modèles de formation de galaxie. Ces grumeaux ont été modélisés pour estimer l'amplification réelle du signal de positons.

Première partie

Physique d'AMS-02

Chapitre 1

Cosmologie

Sommaire

1.1	Modèle standard de la Cosmologie	6
1.2	Détermination des paramètres cosmologiques	9
1.2.1	Nucléosynthèse primordiale	9
1.2.2	Fond micro-onde cosmologique (CMB)	10
1.2.3	La constante cosmologique Λ	12
1.2.4	Conclusion	13
1.3	Contenu en matière	14
1.3.1	Preuve de la présence de matière noire	14
1.3.2	Formation de la galaxie	14
1.3.3	Candidats baryoniques	17
1.3.4	Candidats non-baryoniques	17
1.3.5	Distribution de matière noire	19

L'Univers est décrit par la relativité générale (RG) d'Einstein qui interprète la gravitation comme une courbure de l'espace-temps ([1], [2] et [3]). Friedmann montra en 1922 que les équations de la relativité générale n'autorisent pas de solutions statiques. Le modèle standard de la cosmologie donne un Univers en expansion, se développant depuis une explosion initiale : le Big-Bang. Cette vision de l'Univers sera vérifiée par les observations de Hubble en 1929. Cette découverte sera complétée par deux autres observations. La première est la mesure de l'abondance des éléments légers prédits par Gamow dans les années 40 dans le cadre du modèle du Big-Bang standard, suivi en 1964 de la découverte d'un fond cosmique micro-onde isotrope par Penzias et Wilson. Il s'interprète comme l'image de l'époque où les photons se découplent du plasma primordial. Cette mesure montre l'isotropie de notre Univers à une époque passée, faisant ainsi écho au point origine de notre Univers : le Big-Bang. Les parties suivantes feront le point sur le formalisme de la cosmologie moderne et sur les paramètres accessibles à la mesure.

1.1 Modèle standard de la Cosmologie

Le modèle standard de la cosmologie est basé sur la théorie de la relativité générale d'Einstein qui propose une interprétation géométrique de la gravitation.

Interpretation géométrique de la gravitation

La dynamique de l'Univers est définie par les équations suivantes :

$$\mathfrak{R}_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}\mathfrak{R} = 8\pi G_N T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} \quad \text{avec } \mu, \nu = 0, 3. \quad (1.1)$$

Elles lient la géométrie de l'espace-temps (membre de gauche) au contenu en matière et énergie de l'Univers (membre de droite) ; l'indice 0 représente la coordonnée temporelle et les indices 1 à 3 les coordonnées spatiales. Dans cette équation, $\mathfrak{R}_{\mu\nu}$ et \mathfrak{R} désignent le tenseur et le scalaire de Ricci, $T_{\mu\nu}$ le tenseur énergie-impulsion de l'Univers considéré comme un gaz parfait, G_N la constante de gravité de Newton et Λ la constante cosmologique¹.

Géométrie de l'Univers

Dans le cadre de ces équations, la métrique de Robertson-Walker est capable de décrire un univers isotrope et homogène où l'élément invariant ds , liant deux événements, s'écrit comme :

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right], \quad (1.2)$$

où $a(t)$ représente le facteur d'échelle déterminant la taille de l'Univers et k décrit sa géométrie au travers de la courbure $R = \frac{k}{a(t)}$ ($k = -1, 0, 1$).

¹L'introduction contemporaine de la constante cosmologique Λ vient de la présence d'énergie interprétée comme l'énergie du vide. Dans ces conditions Λ se comporte comme un fluide de densité positive et de pression négative.

Solution des équations de la relativité générale

Friedmann et Lemaitre (1922) font l'hypothèse que la matière et l'énergie peuvent être décrites par un gaz parfait, avec une densité d'énergie $\rho(t)$ et une pression $p(t)$ isotropes. Ces hypothèses se confirment lorsque l'Univers est observé à grande échelle (> 100 Mpc). Elles sont renforcées par la mesure du fond diffus cosmologique montrant la grande isotropie de l'Univers. Ces hypothèses nous conduisent aux équations de Friedmann-Lemaître [1] :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G_N}{3}\rho + \frac{\Lambda}{3}, \quad (1.3)$$

et

$$2\frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = -8\pi G_N p. \quad (1.4)$$

L'équation 1.3 peut s'interpréter de manière classique en négligeant la constante Λ . Si l'on considère que le terme $\frac{k}{a^2}$ représente l'énergie totale, cette relation montre alors que l'Univers est régi par la compétition entre le terme cinétique $\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2$ et le potentiel d'énergie $\frac{-8\pi G_N}{3}\rho$, entraînant que l'Univers se dilate ou se contracte. En soustrayant ces équations l'une à l'autre ($\Lambda = 0$), on obtient :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G_N}{3}(\rho + 3p). \quad (1.5)$$

Cette dernière équation comporte une singularité en $a(t)=0$ avec une très forte densité d'énergie : le Big-Bang est né. Ces modèles donnent une solution dynamique pour l'évolution de l'Univers depuis sa formation lors d'une explosion initiale jusqu'à aujourd'hui appelée expansion de l'Univers.

Expansion de l'Univers

En 1929, les mesures d'Hubble montrent expérimentalement l'expansion de l'Univers en mettant en évidence la proportionnalité entre la vitesse de récession des galaxies et la distance qui nous en sépare, $v = H(t)r$. Ces premiers résultats sont présentés sur la figure 1.1.

Le coefficient de proportionnalité H est le paramètre de Hubble. On appelle sa valeur actuelle, H_0 , la constante de Hubble et elle est égale à $72 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ [4].

Dans le contexte de la métrique de Robertson-Walker, le paramètre de Hubble est directement défini comme le taux d'expansion du facteur d'échelle :

$$H(t) \equiv \frac{\dot{a}}{a}. \quad (1.6)$$

En introduisant l'expression (1.6), l'équation de Friedman (1.3) se réécrit comme :

$$\frac{k}{a^2 H^2} = \Omega - 1, \quad (1.7)$$

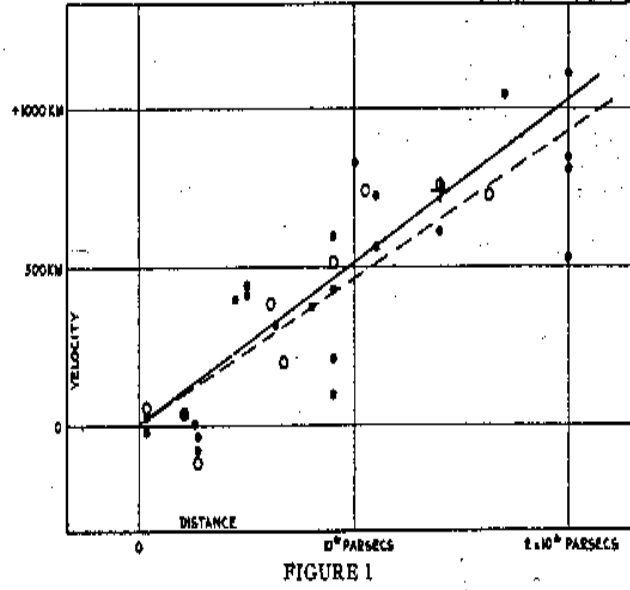


FIG. 1.1 – Vitesses radiales d'étoiles appartenant à des galaxies en fonction de leurs distances estimées [5].

où Ω est défini comme le rapport de la densité ρ à la densité critique ρ_c :

$$\Omega \equiv \frac{\rho}{\rho_c} \quad \text{avec} \quad \rho_c \equiv \frac{3H^2}{8\pi G}. \quad (1.8)$$

Dans l'équation (1.7) $H^2 \geq 0$ ce qui entraîne une correspondance entre la géométrie, représentée par k , et le rapport de densité Ω . Ainsi selon les différentes valeurs de k , on obtient :

- $k = 1$: $\Omega > 1$ entraîne un Univers fermé où l'expansion peut s'arrêter et éventuellement s'inverser,
- $k = 0$: $\Omega = 1$ entraîne un Univers plat toujours en expansion ($\dot{a}(t) > 0$),
- $k = -1$: $\Omega < 1$ entraîne un Univers ouvert toujours en expansion ($\dot{a}(t) > 0$).

Ces scénarios possibles sont modifiés quand Λ est supérieur à 0. Dans l'approximation d'un Univers représenté par un fluide parfait, la constante cosmologique se comporte comme un gaz avec une pression négative produisant un effet répulsif à la gravitation [1]. Ainsi pour déterminer la géométrie de l'Univers, il faut considérer la densité de matière, de radiation mais aussi la densité liée à Λ , attribuée à l'énergie du vide.

Depuis une quarantaine d'années de nombreuses expériences cherchent à déterminer les principaux paramètres cosmologiques qui composent Ω :

- Ω_Λ lié à l'énergie du vide,
- Ω_M lié au contenu en matière,
- Ω_b lié au contenu en baryons,

- Ω_ν lié à la quantité de neutrinos,
- Ω_γ lié à la radiation.

1.2 Détermination des paramètres cosmologiques

L'Univers primordial peut s'interpréter comme un gaz relativiste à l'équilibre thermique constitué de différentes espèces de particules i qui se refroidissent. Quand les espèces sont en équilibre, leurs abondances sont maintenues par leurs propres réactions d'annihilation compensées par les réactions inverses. Pendant l'expansion de l'Univers la température de ce plasma diminue, devenant ainsi plus faible que l'énergie de masse de l'une des espèces. Les réactions inverses, compensant les réactions d'annihilation sont alors interdites. L'espèce n'est plus en équilibre thermodynamique avec le plasma, et se découple² du plasma à la température T_i qui est reliée à une énergie.

Ces découplages déterminent les grandes étapes de l'histoire de l'Univers :

- A $T \sim 200$ MeV, a lieu la baryogénèse, mais les informations relatives à cette époque sont inaccessibles expérimentalement.
- A $T \sim 0.1-10$ MeV, c'est l'époque de la nucléosynthèse primordiale qui détermine la densité des éléments légers.
- A $T \sim 1$ MeV, s'opère le découplage des neutrinos.
- A $T \sim 0.4$ eV, c'est finalement le découplage des photons donnant le fond diffus cosmologique.

Ainsi l'étude de chaque découplage renseigne sur l'Univers à une époque donnée, et par conséquent à une énergie donnée. Les parties suivantes seront consacrées aux phases importantes permettant de déterminer les paramètres cosmologiques.

1.2.1 Nucléosynthèse primordiale

La théorie de la nucléosynthèse primordiale prédit les abondances des éléments légers (D, H^3 , He^3 , He^4 , Be^7 et Li^7) formés dans l'Univers primordial. Les éléments plus lourds sont formés lors de réactions nucléaires au sein des étoiles. Les prédictions de cette théorie, en accord avec les mesures, font d'elle un argument solide en faveur du modèle du Big-Bang. Les abondances sont prédites en fonction du paramètre $\eta = \frac{n_b}{n_\gamma}$ au moment de la nucléosynthèse, n_b représente la densité de baryons et n_γ la densité de photons. Ces abondances doivent être mesurées dans des lieux astrophysiques peu évolués pour réussir à déduire les abondances primordiales. Elles ont été mesurées par exemple dans les planètes gazeuses du système solaire et dans le gaz interstellaire. Les différentes mesures sont présentées sur la figure **1.2**. La contrainte la plus précise vient de la mesure du rapport D/H où $(D/H) = (3.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$ [6]. Il permet d'estimer la densité de baryons dans l'Univers $\Omega_b h^2$ à 0.020 ± 0.002 . Burles et al. [7] ont montré cependant que, en tenant compte des erreurs systématiques sur la mesure de cette fraction, on obtient seulement une limite supérieure $\Omega_b h^2 = 0.032$.

²On parle communément de "freeze-out"

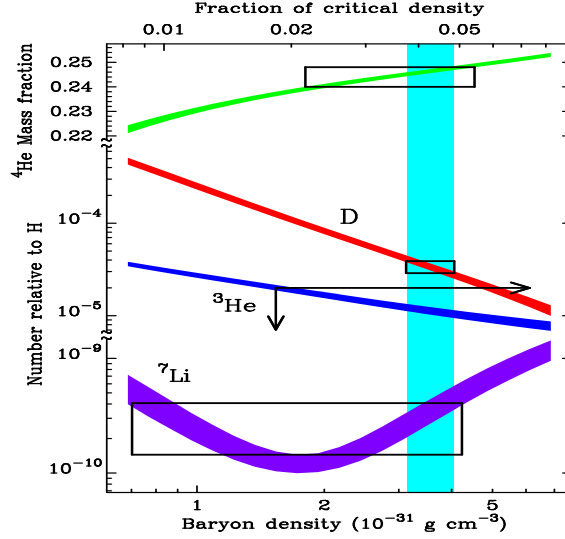


FIG. 1.2 – Abondances primordiales des éléments légers dans l'Univers en fonction de la densité de baryons. Les mesures sont indiquées par des rectangles, les prédictions par les courbes. La bande verticale représente la moyenne des mesures. [6].

1.2.2 Fond micro-onde cosmologique (CMB)

Le fond micro-onde cosmologique découvert par accident en 1964 par Penzias et Wilson donne une information sur le découplage photon-matière. En effet, une fois les atomes formés, les photons se propagent librement. La mesure de l'isotropie de ce rayonnement démontre l'homogénéité à grande échelle de L'Univers. L'expérience WMAP (2003) a mesuré la température de ce fond avec une précision au millième : $T_{CMB} = 2.725 \pm 0.002$ K [8].

Dès 1992, la mise en évidence d'anisotropies de ce fond par l'expérience COBE [9] a permis de contraindre les paramètres de l'Univers comme Ω_{tot} et Ω_m . L'expérience WMAP a amélioré les mesures de COBE comme le montre la figure 1.3 où est représentée la carte du fond micro-onde mesurée par les deux expériences.

Les fluctuations de la température du fond cosmologique sont expliquées par des fluctuations de densité au moment du découplage photon-matière. Ces fluctuations sont à l'origine de la formation des grandes structures telles que les amas de galaxies. L'origine de ces fluctuations, avant le découplage vient de l'attraction gravitationnelle entre les baryons, qui perturbe la densité localement en produisant des surdensités. Ces surdensités ont eu pour effet d'augmenter localement la température du plasma, entraînant une pression de radiation des photons plus importante qui s'oppose à la compression. Ces deux phénomènes ont créé dans le plasma des oscillations dites "acoustiques", très similaires aux ondes sonores. L'image de ces fluctuations a été gelée dans le fond diffus cosmologique au moment du découplage. Elles apparaissent désormais sous forme de fluctuations de température. Ces anisotropies peuvent se décomposer en harmoniques sphériques dont

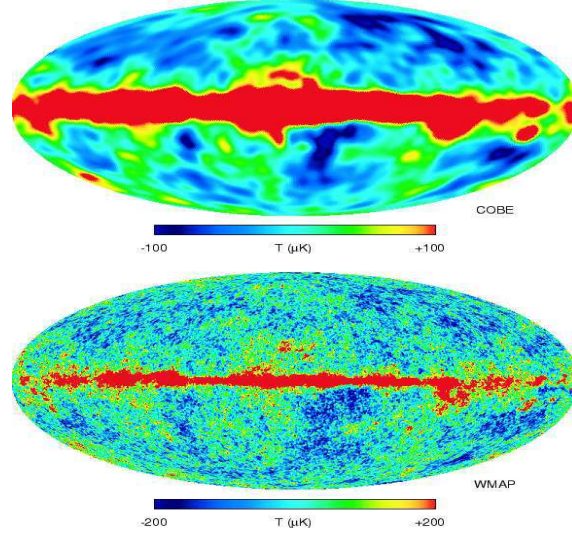


FIG. 1.3 – Comparaison de la carte du fond cosmologique de COBE à 53 GHz (Bennett et al. 1996) avec la bande W de WMAP [8]. La carte de WMAP a une résolution 30 fois plus fine que la carte de COBE.

le spectre de puissance angulaire $C_l = f(l)$ renseigne sur les paramètres cosmologiques. La figure 1.4 présente le spectre de puissance obtenu par l'expérience WMAP. [8].

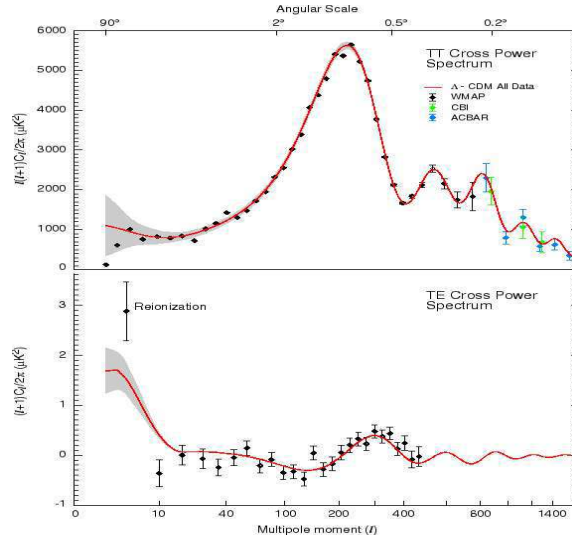


FIG. 1.4 – Spectre de puissance angulaire des anisotropies de température obtenu par WMAP [8] ; les points sont ajustés par le modèle standard de la cosmologie (Λ CDM).

Le premier pic donne une mesure de la densité totale Ω [10] par la relation [11] :

$$l_{1^{er}pic} \sim 220 \Omega_{tot}^{-1/2}. \quad (1.9)$$

L'expérience WMAP donne pour le premier pic $l_{1^{er}pic} = 220.1 \pm 0.8$ [12], indiquant que l'Univers doit être plat.

1.2.3 La constante cosmologique Λ

En étudiant les courbes de lumière caractéristiques des Supernovæ de type Ia (SNIa) utilisées comme chandelles standards, et en postulant que la luminosité de ces supernovæ est un caractère intrinsèque, les astronomes peuvent déterminer une relation entre la distance (d_l) et le décalage vers le rouge z . Cette relation lie l'évolution de l'expansion de l'Univers avec les paramètres cosmologique Ω_Λ et Ω_m . A la fin des années 90, deux collaborations, Supernova Cosmology Project (SCP) et High Redshift Supernova Project (HRSP), ont tout d'abord montré que l'Univers est en accélération. La figure 1.5 résume les résultats de la collaboration SCP [13]. Ils montrent que, dans le cadre d'un Univers plat, c'est à dire tel que $\Omega_\Lambda + \Omega_m$ est égal à 1, un Univers dominé par la matière ($\Omega_m = 1$) n'est pas compatible avec les données. Ainsi, les résultats mettent en évidence l'existence d'une constante cosmologique Λ appelée "énergie noire".

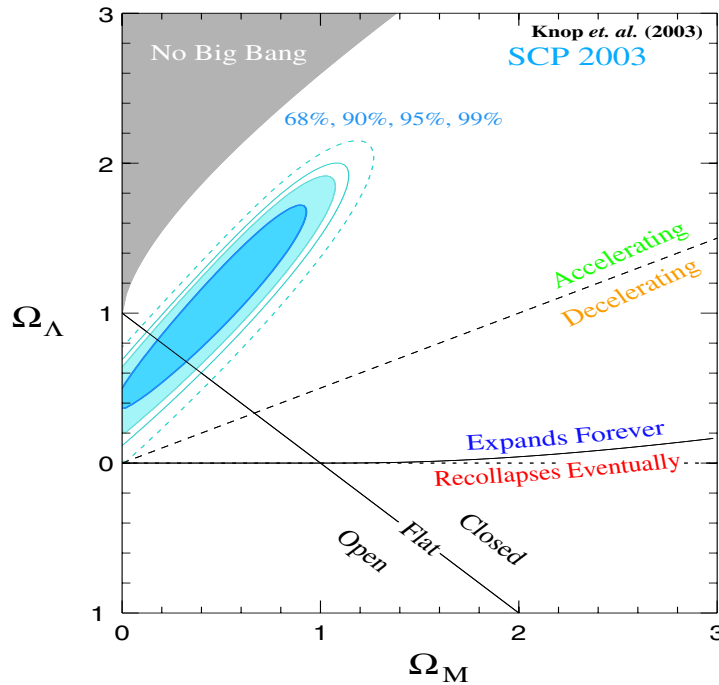


FIG. 1.5 – Mesures de Ω_Λ en fonction de Ω_M . Les régions à 68%, 90%, 95% et 99% sont indiquées. [13].

1.2.4 Conclusion

Les premières mesures du CMB indiquent que l'Univers est plat, c'est-à-dire que Ω_{tot} est égal à 1. Les mesures du CMB et les observations des supernovæ donnent des contraintes compatibles et complémentaires sur la composition de l'Univers comme le montre la figure 1.6.

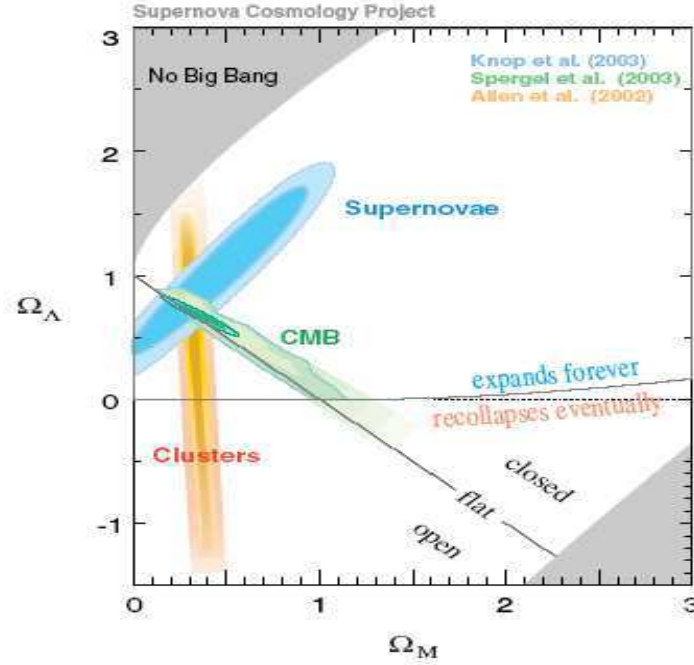


FIG. 1.6 – Confrontations des contraintes expérimentales des collaborations SCP, WMAP et des contraintes venant de l'étude des amas de galaxies, pour les paramètres Ω_M et Ω_Λ [14].

Les résultats de WMAP combinés avec les autres mesures cosmologiques donnent pour les paramètres cosmologiques principaux les valeurs suivantes [8] :

- densité totale : $\Omega_{tot} = 1.02 \pm 0.02$,
- densité énergie noire : $\Omega_\Lambda = 0.73 \pm 0.04$,
- densité matière : $\Omega_m = 0.27 \pm 0.04$,
- densité baryonique : $\Omega_b = 0.044 \pm 0.004$.

Ces résultats montrent tout d'abord que les 3/4 de l'Univers se trouve être sous forme d'énergie noire dont la nature reste à découvrir. L'autre fait marquant est que la matière baryonique ne représente que 15% de la matière de l'Univers, et implique l'existence d'une contribution inconnue à ce jour.

1.3 Contenu en matière

1.3.1 Preuve de la présence de matière noire

De nombreuses mesures astrophysiques montrent qu'il existe plus de matière que celle déduite des parties lumineuses des galaxies. Cette idée naquit dans l'esprit d'un astronome excentrique, Fritz Zwicky, qui mesura dans les années 30 les vitesses de déplacement des galaxies dans l'amas de Coma qui en contient des milliers. En utilisant la vitesse de ces galaxies, il fut capable de déduire un potentiel de gravitation indiquant que près de 99% de la matière était invisible [15]. Pendant longtemps ces résultats furent ignorés jusqu'aux premières mesures de la vitesse de rotation des galaxies spirales par Vera Rubin dans les années 70. Au fil des années, elle acquit la conviction de l'existence de matière non-lumineuse [16]. En se basant sur la matière visible, la vitesse orbitale des galaxies devait décroître avec la distance au coeur de la galaxie comme $v \sim r^{-\frac{1}{2}}$ alors que les mesures montrent plutôt que $v \sim cst$. Comme le présente la figure 1.7, la nécessité d'introduire un halo de matière noire pour expliquer la plupart des courbes de rotation des galaxies apparaît.

Ainsi, la matière lumineuse dans les galaxies ne représente que $\Omega_{lum} \sim 0.01$ tandis que la matière sombre du halo est au moins dix fois supérieure $\Omega_{Halo} \sim 0.1 - 0.3$. Dans ce contexte il faut de nouveaux objets massifs. Les conclusions sont cependant dépendantes du modèle, et ne sont qu'une interprétation des observations. En effet, un autre modèle donne des ajustements tout aussi corrects que le modèle de halo noir, c'est le modèle de MOND (MOfified Newtonian Dynamic) proposé par M. Milgrom [18] qui brise la mécanique Newtonienne aux échelles des galaxies spirales. Ce modèle introduit une distance a_0 définissant le changement de régime entre le régime Newtonien et celui de faible accélération. Ainsi les courbes de rotations des galaxies peuvent aussi être ajustées avec ce modèle comme le montre la figure 1.8.

Dans la suite de ce document, seul le modèle avec un halo de matière noire sera considéré. Il apparaît rapidement que la quantité de matière noire nécessaire pour expliquer les courbes de rotation dépasse la quantité de matière baryonique mesurée; la densité $\Omega_b = 0.044$, est à comparer à la densité de matière, $\Omega_m = 0.27$. 84% de la matière se trouve donc sous forme non baryonique à l'échelle cosmologique. Ainsi, parmi les candidats de matière noire il faut aussi considérer des candidats non-baryoniques.

1.3.2 Formation de la galaxie

La matière noire, présente au sein des galaxies, participe à leur formation selon l'un ou l'autre des scénarii suivants :

- "top-down" : les grandes structures se forment en premier et se fragmentent,
- "bottom-up" : les petites structures se forment d'abord pour s'agréger en grandes structures.

Si la matière noire est composée de particules légères ($\sim eV$), elles sont par conséquent relativiste au moment du découplage; on parle de matière noire chaude (HDM : Hot Dark Matter). Ce type de matière ne peut s'agréger qu'à grande distance privilégiant le scénario

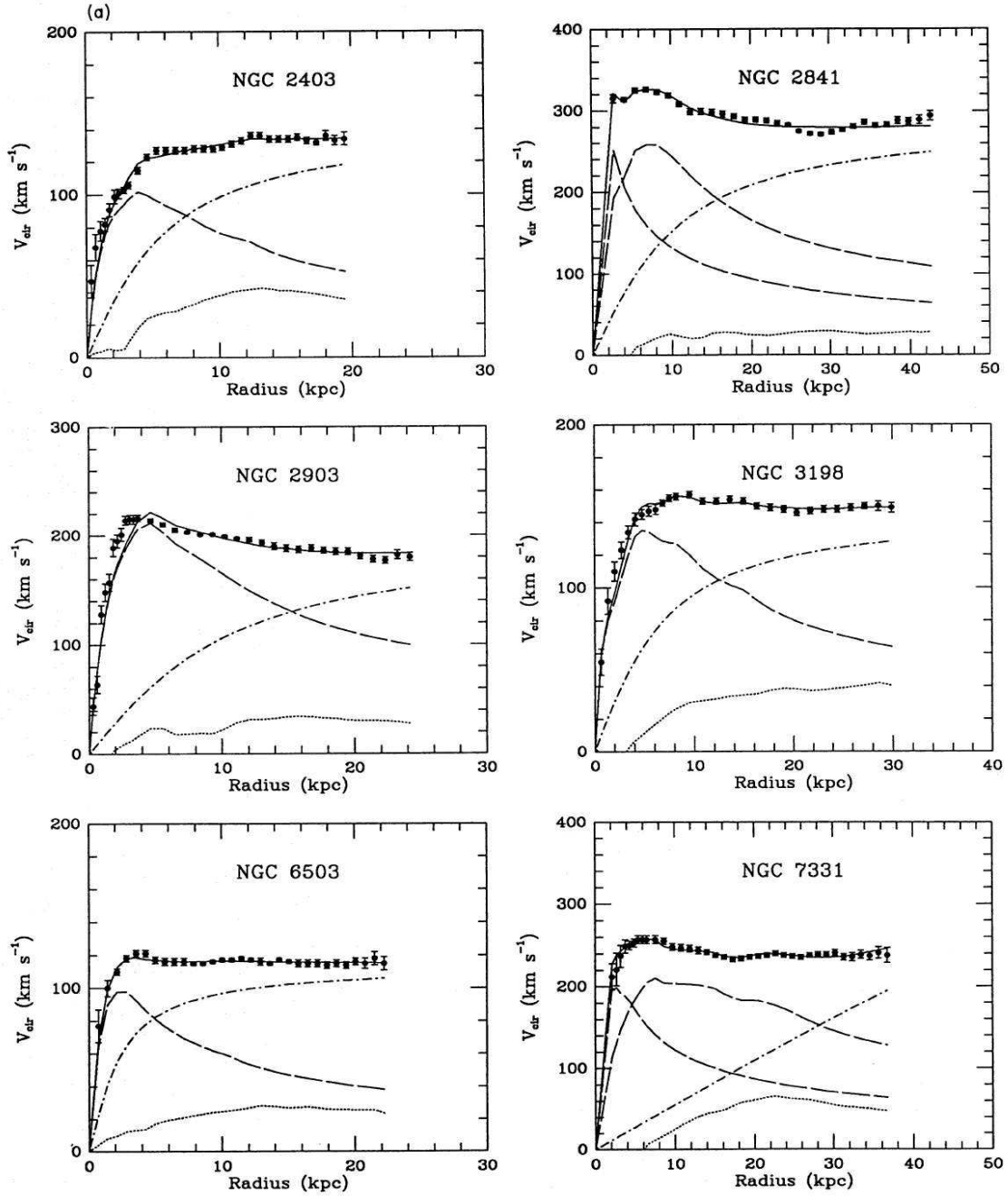


FIG. 1.7 – Ajustement à trois paramètres (rapport masse-lumière du disque, rayon de cœur et vitesse circulaire asymptotique du halo) de la courbe de rotation de différentes galaxies (courbe solide). Les différentes composantes de ces courbes de rotation sont la composante visible de la galaxie (courbe en pointillé), le gaz (courbe en tiret) et le halo noir (courbe pointillé-tiret) [17].

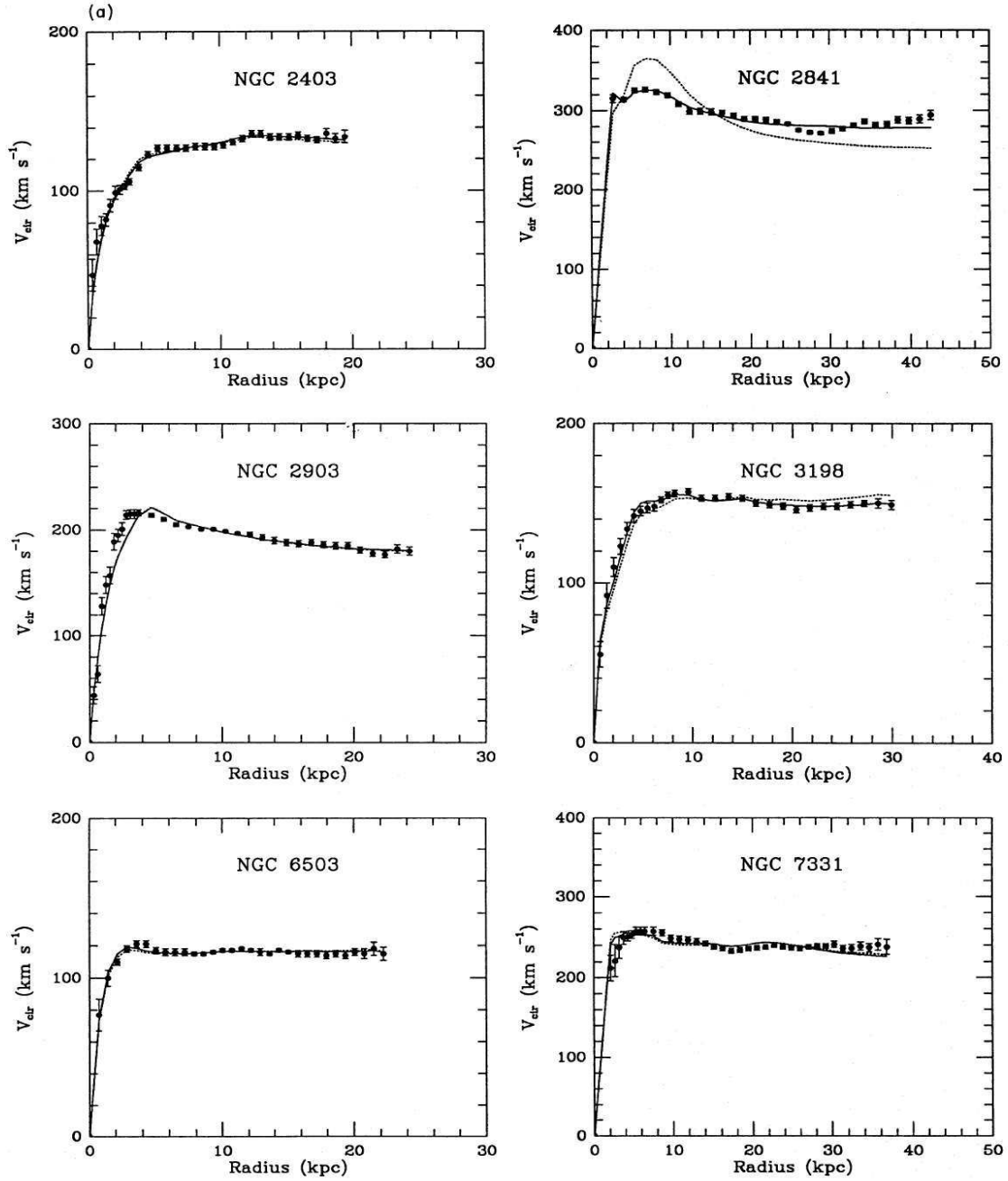


FIG. 1.8 – Ajustement des courbes de rotation avec le modèle de MOND. La courbe en pointillé présente l'ajustement avec le paramètre rapport masse-lumière (M/L), et la courbe solide l'ajustement à deux paramètres avec le rapport M/L et la distance de changement de régime [17].

"top-down" [19]. Dans le cas de matière noire froide (CDM : Cold Dark Matter), pour des particules lourdes, la formation est du type "bottom-up". Les scénarios "bottom-up" semblent les plus favorisés à l'heure actuelle, limitant la matière noire chaude à $\sim 10\%$ de la matière [20]. Ainsi, la grande partie de la matière noire semble constituée d'objets massifs.

1.3.3 Candidats baryoniques

De nombreuses observations ont établi la présence d'une quantité importante de matière noire dans notre Univers. Les candidats sont nombreux depuis les objets astrophysiques classiques, incluant les nuages de gaz et les objets massifs compacts (MACHOs : massive compact halo objects), qui entrent dans la catégorie matière noire baryonique.

Objets massifs compact (MACHOs)

En comparant les estimations de matière lumineuse et la densité de baryons prédite par la nucléosynthèse primordiale, une partie de la masse du halo peut se trouver sous forme de structures peu lumineuses. Ces objets massifs peuvent être issus de la mort d'étoiles, comme les étoiles à neutrons ou les naines blanches, ou être des objets trop légers pour démarrer la combustion de l'Hydrogène ($< 1M_{\odot}$) [21]. La recherche de tels objets a été menée par plusieurs collaborations MACHO, EROS et OGLE qui utilisent le principe de la lentille gravitationnelle pour les détecter. Selon la relativité générale, la trajectoire des photons suit les courbures de l'espace-temps qui doit ses déformations aux différents objets massifs composant l'Univers. Ainsi un MACHO déforme la géométrie de l'espace-temps fléchissant la trajectoire des photons passant à proximité. L'objet agit alors comme une lentille multipliant et/ou déformant l'image des étoiles placées derrière lui. L'expérience EROS, en particulier, a montré que les MACHOS de masse comprise entre $2.10^{-7} M_{\odot}$ et $1 M_{\odot}$ contribuent, au plus à 25% de la masse du halo de matière noire [22]. Ce résultat est présenté sur la figure 1.9.

1.3.4 Candidats non-baryoniques

Par ailleurs, les mécanismes de formation classique de structures fonctionnent mal avec seulement de la matière baryonique. En réalité ces modèles fonctionnent très bien avec des particules interagissant faiblement comme matière noire. On a distingué précédemment deux types de matière noire, chaude ou froide, suivant qu'elle se trouve en régime relativiste ou non au moment de la formation des galaxies. Des particules non-baryoniques interagissant peu, classiquement appelées WIMP (Weakly Interacting Massive Particle), font de merveilleux candidats pour la matière noire. Les candidats non-baryoniques sont le neutrino, l'axion, les particules stables de Kaluza-Klein et le neutralino dans lequel on place beaucoup d'espoir.

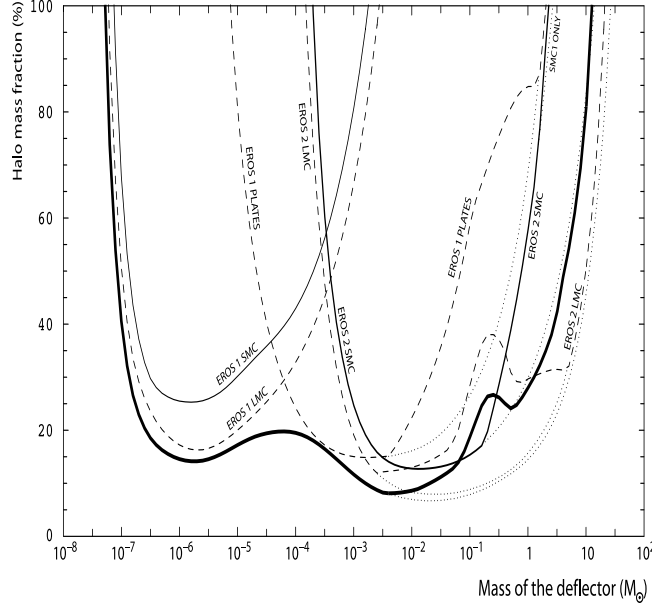


FIG. 1.9 – Limite à 95% de degré de confiance sur la composition du halo en fonction de la masse des MACHOS. Les résultats combinés sont représentés par le trait plein [22].

Les neutrinos

L'unique particule connue interagissant seulement faiblement est le neutrino (ν). La contribution des neutrinos à la densité de l'Univers s'écrit de la façon suivante [23]

$$\Omega_\nu h^2 = \frac{\sum m_\nu}{94 \text{ eV}}. \quad (1.10)$$

La contribution des neutrinos devient significative si leur masse est de l'ordre de 100 eV, la limite supérieure étant la quantité totale de matière. Les mesures de l'oscillation des neutrinos solaires par l'expérience SNO contraignent la somme des masses des neutrinos entre 0.05 eV et 8.4 eV [24]. Cela correspondant à une contrainte sur la contribution des neutrinos à la densité critique de 0.001 à 0.18.

Les axions

L'axion est un boson de masse très faible, prédit par des extensions du modèle standard comme une solution à l'absence de la violation de la symétrie CP de la QCD [25]. Si ces particules existent, elles furent produites très tôt dans l'Univers primordial sous forme de condensat de Bose sans jamais être relativistes. Elles pourraient donc contribuer à une part importante de la matière noire si la masse de l'axion est de l'ordre de 10^{-5} eV. Les modèles prédisent que l'axion interagit si faiblement avec la matière que les détecteurs conventionnels ne peuvent être utilisés pour y trouver un signal. Une détection pourrait se produire via une conversion résonante en photons dans un champ magnétique intense.

Les expériences, comme CAST [26] et AXION, ont balayé les masses potentielles pour l'axion et excluent à 90% CL la gamme 2.9-3.3 μeV [27] et la gamme 298-363 μeV [28].

Les WIMPs : un exemple le neutralino

L'un des candidats les plus étudiés vient d'une extension du modèle standard, la Super-Symétrie proposant une symétrie entre fermions et bosons, dans laquelle la particule supersymétrique la plus légère (LSP : Lightest Supersymmetric Particle), le neutralino noté χ , est un bon candidat WIMP. Pour sa détection deux philosophies sont possibles. La première est basée sur l'interaction directe; le neutralino interagit avec la matière ordinaire, et on parle alors de détection directe. La seconde, dans la mesure où le neutralino est capable de s'annihiler dans le halo galactique, consiste à mettre en évidence les produits de ces annihilations comme les photons, les positons, les antiprotons ou les antideutons.

Ces deux aspects de recherche de neutralinos impliquent des détecteurs différents. En effet pour la recherche directe, les détecteurs utilisent l'énergie dissipée par un noyau d'un réseau cristallin sorti de son puit de potentiel par une collision avec le neutralino. Et pour la recherche indirecte, les détecteurs de physique des particules sont envoyés dans l'espace pour mesurer des déviations issues de l'annihilation des neutralinos dans les spectres des particules ordinaires.

Les modèles supersymétriques et le candidat neutralino seront développés plus en détail dans le chapitre suivant.

Les WIMPS Kaluza-Klein

Bien que le candidat le plus étudié soit le neutralino dans les modèles supersymétriques, il existe des modèles proposant d'autres candidats à la matière noire comme les modèles de Kaluza-Klein. Ainsi ces modèles intégrant des dimensions supplémentaires peuvent proposer une particule stable de type WIMP. Dans les modèles de Kaluza-Klein l'espace à 4 dimensions classique est une structure nommée "brane" contenue dans un espace à $4+\delta$ dimensions appelé "bulk". Les dimensions supplémentaires sont supposées être compactifiées sur des cercles (ou autres topologies) de taille r où $r^2 \sim 1/p^2$ avec p l'impulsion du champ se propageant dans le "bulk". Ces modèles seront détaillés dans le chapitre 8.

1.3.5 Distribution de matière noire

La distribution de matière noire au sein des galaxies doit reproduire les courbes de rotation observées. Le profil isotherme s'aplatissant au centre est suffisant pour reproduire les observations. Cependant les simulations de formation de galaxie (simulation à N-corps) prédisent l'existence d'une forte densité de matière au centre des galaxies proportionnelle à $r^{-\gamma}$ [29]. Plusieurs groupes proposent un paramétrage de la distribution de matière

noire sous la forme suivante :

$$\rho(r) = \rho_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^\gamma \left(\frac{1 + \left(\frac{r_0}{a} \right)^\alpha}{1 + \left(\frac{r}{a} \right)^\alpha} \right)^{\frac{\beta-\gamma}{\alpha}} \quad (1.11)$$

où r_0 représente la distance entre le système solaire et le centre de la galaxie et ρ_0 est la densité de matière noire au niveau du système solaire. r_0 est de l'ordre de 8 à 8.5 kpc et ρ_0 est de l'ordre de 0.2 à 0.8 GeV.cm⁻³. Les paramètres pour divers profils de halos sont précisés dans le tableau 1.1. Ils sont représentés sur la figure 1.10.

Modèle de halo	α	β	γ	a(kpc)
Isotherme[30]	2	2	0	4
Krastov et al. [31]	2	3	0.2-0.4	10
Navarro, Frenk and White [29]	1	3	1	25
Moore [32]	1.5	3	1.5	30

TAB. 1.1 – *Exemples de profils de densité de matière noire.*

Un aspect un peu plus insolite prédit par les simulations de formation de galaxies, est la possibilité que la matière noire forme des surdensités locales. Cet aspect sera abordé dans le chapitre 7 où ces grumeaux sont la justification de l'amplification du signal indirect de matière noire, et dans le chapitre 8 où ces structures seront modélisées et étudiées.

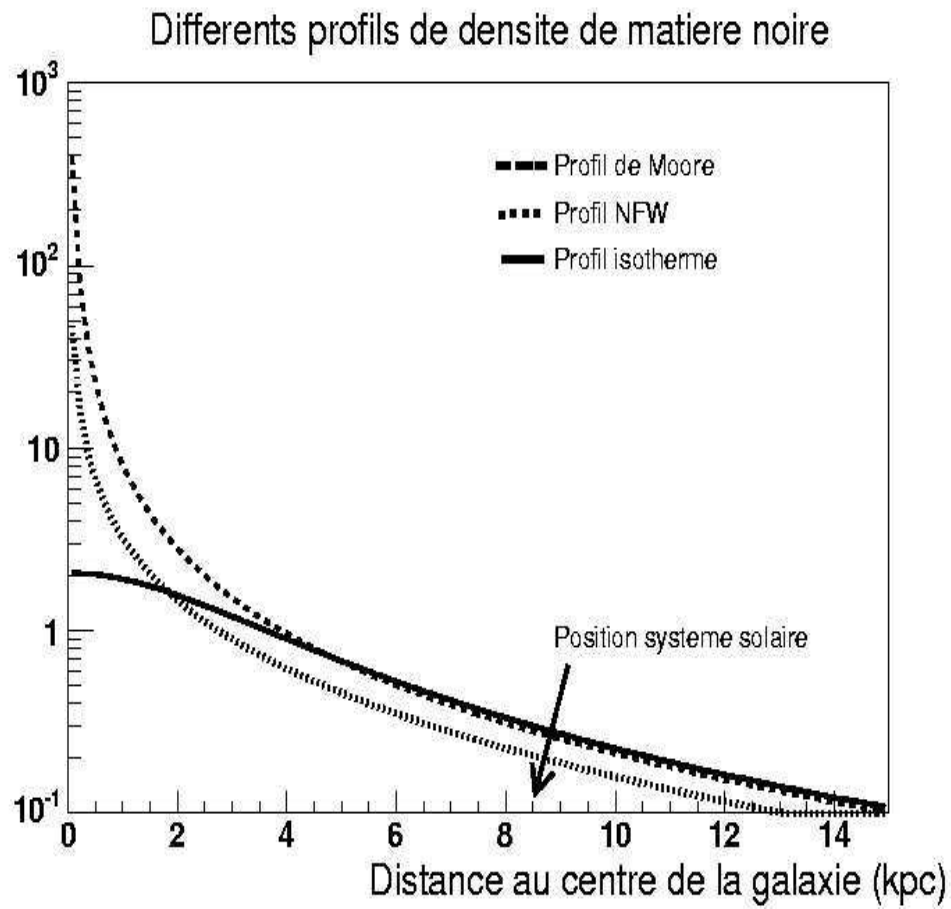


FIG. 1.10 – Différents profils de densité de matière noire en fonction de la distance au centre de la galaxie.

Chapitre 2

La matière noire d'origine supersymétrique

Sommaire

2.1	Extension du Modèle standard	24
2.1.1	Modèle standard (MS)	24
2.1.2	Insuffisances du Modèle standard	24
2.1.3	Extensions supersymétriques du MS	25
2.2	La particule supersymétrique la plus légère (LSP)	28
2.3	Recherches de matière noire sous forme de neutralino	29
2.3.1	Détection directe	29
2.3.2	Détection indirecte	30
2.4	Phénoménologie dans m-Sugra	37
2.4.1	Annihilation de neutralinos au repos	37
2.4.2	Non-universalité à l'échelle GUT	37

Les modèles supersymétriques constituent une classe de modèles qui proposent une extension au modèle standard en introduisant une symétrie entre les bosons et les fermions. Ce cadre théorique vaste offre en général un candidat satisfaisant aux critères de la matière noire froide (CDM), le neutralino χ . Ce chapitre introduit dans un premier paragraphe, la supersymétrie comme extension au modèle standard et en présente un modèle contraint. Dans ce cadre réduit, il présente ensuite la particule candidate à la matière noire. L'état des recherches expérimentales sont résumées dans un troisième paragraphe. Enfin, le chapitre se conclut par une présentation plus phénoménologique des mécanismes d'annihilation de neutralinos.

2.1 Extension du Modèle standard

2.1.1 Modèle standard (MS)

Le modèle standard de la physique des particules décrit de façon précise les propriétés des particules élémentaires leptons et quarks, regroupées en trois familles, et de leurs interactions. C'est une théorie de jauge incluant les interactions électromagnétique, faible et forte. Ces interactions sont interprétées en terme d'échanges de bosons : le photon pour l'interaction électromagnétique, les bosons W^\pm et Z^0 pour l'interaction faible, et les 8 gluons de l'interaction forte. Le modèle standard est une théorie de jauge dont le groupe de jauge est $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ où $SU(3)_C$ est celui de la chromodynamique quantique et $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est celui de l'interaction électrofaible. Pour fournir une masse aux fermions et aux bosons de la théorie électrofaible il faut briser la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ par un mécanisme nommé mécanisme de Higgs. Un boson de spin 0 appelé boson de Higgs H^0 est nécessaire. Mais il n'a pas été mis en évidence expérimentalement. De nombreuses expériences ont confirmé les prédictions du modèle standard comme les découvertes des bosons W^\pm et Z^0 .

2.1.2 Insuffisances du Modèle standard

Malgré de nombreuses confirmations expérimentales, le modèle standard semble être une théorie effective à basse énergie ($E < 100$ GeV). Les difficultés rencontrées sont :

- la nécessité de 26 paramètres libres pour le décrire : les 9 masses des fermions, les 3 constantes de couplages, les 3 angles et la phase de la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa), les 2 paramètres du potentiel de Higgs, l'angle de mélange θ_W , les masses des 3 neutrinos et les 4 paramètres de la matrice de mélange des neutrinos MNS (Maki-Nakagawa-Sakata).
- la non inclusion de la gravitation,
- la difficulté de construire une extension (GUT Grand Unified Theory) où les constantes de couplages soient unifiées à grande échelle d'énergie.

Le véritable problème du modèle vient des corrections radiatives à la masse des scalaires, en particulier à la masse du Higgs, qui sont quadratiquement divergentes. La masse

renormalisée du Higgs m_H s'écrit à partir de sa masse à nue m_0 comme :

$$m_H^2 = m_0^2 + \delta m_H^2 \text{ avec } \delta m_H^2 \sim \alpha^2 \Lambda^2, \quad (2.1)$$

où α représente le couplage et Λ l'échelle de "cut off". Ainsi m_H augmente avec Λ et si Λ est pris grand (e.g à l'échelle de Planck) les corrections se trouvent être plus grandes que la valeur physique $m_H \sim \mathcal{O}(100 \text{ GeV})$. Une solution est possible mais nécessite un ajustement de m_0^2 avec une précision déraisonnable. Par exemple, à l'échelle de GUT où $M_{GUT}(= \Lambda)$ est de l'ordre de 10^{16} GeV , il faut une précision allant jusqu'à la 30^{ème} décimale. Avec l'extension supersymétrique au modèle standard, ce problème trouve naturellement une solution. En ce qui concerne les autres aspects, cette extension peut permettre l'unification des constantes de couplages à l'échelle de grande unification, mais apporte de nombreux paramètres libres.

2.1.3 Extensions supersymétriques du MS

Plusieurs extensions du MS ont été proposées mais cette partie ne traitera que des théories supersymétriques. La SuperSYmétrie (SUSY) est une symétrie entre les fermions et les bosons. Cette adjonction d'un fermion du modèle standard à un boson (et vice-versa) a pour effet immédiat de régler le problème de la divergence de la masse des scalaires car pour chaque correction avec une boucle de fermions (ou de bosons) il existe une boucle équivalente qui contribue avec un signe opposé, annulant ainsi les corrections à la masse des scalaires. L'algèbre de la SUSY est une extension de l'algèbre de Poincaré faisant intervenir N générateurs Q_α de spin $\frac{1}{2}$. Ces spineurs de Majorana associent chaque boson à un fermion (et vice-versa), $Q_\alpha |\text{boson}\rangle = |\text{fermion}\rangle$ et $Q_\alpha |\text{fermion}\rangle = |\text{boson}\rangle$. Il existe autant de modèles supersymétriques qu'il peut y avoir de générateurs Q_i . Dans la suite, il ne sera question que du modèle supersymétrique minimal (MSSM : Minimal Supersymmetric Standard Model) où le nombre de générateurs est réduit à un seul. Les partenaires supersymétriques ont été recherchés initialement parmi les particules du MS. Si cette symétrie existe, elle associe à l'électron un boson de 511 keV, qui n'a pas été observé. Il faut alors supposer que cette symétrie est brisée, et en conséquence il faut doubler le nombre de particules existantes en associant à chaque particule du MS un super-partenaire supersymétrique plus lourd. On note les super-partenaires de la façon suivante, par exemple pour le boson W^+ on a le fermion super-partenaire \tilde{W}^+ .

Le Modèle SuperSymétrique Minimale : MSSM

Le modèle supersymétrique le plus simple (MSSM) contient un seul générateur Q [34]. On le construit de la façon suivante :

- On associe à chaque boson de jauge un champ de spin $\frac{1}{2}$ appelé jaugino, et les super-partenaires des gluons sont les gluinos \tilde{g} .
- Les super-partenaires des quarks et leptons sont de spin 0 et se nomment respectivement les squarks et les sleptons. Il y a un super-partenaire pour chaque degré de liberté, donc deux bosons sont nécessaires pour chaque fermion du MS.

- Deux doublets de Higgs sont nécessaires pour donner leur masse aux quarks et leptons de type "up" et "down". Les partenaires des champs de Higgs s'appellent les Higgsinos.

Le contenu en particules du MSSM est résumé dans le tableau **2.1** : en complément des particules du modèle standard, sont ajoutés les cinq bosons de Higgs et tous les super-partenaires.

Particules du MS		Partenaires SuSy			
		Etats d'interaction		Etats propres de masses	
Symbole	Nom	Symbole	Nom	Symbole	Nom
q=u,d,c,s,b,t	quark	\tilde{q}_L, \tilde{q}_R	squark	\tilde{q}_1, \tilde{q}_2	squark
l=e, μ , τ	lepton	\tilde{l}_L, \tilde{l}_R	slepton	\tilde{l}_1, \tilde{l}_2	slepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	neutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
g	gluon	\tilde{g}	gluino	\tilde{g}	gluino
W^\pm	boson W	\tilde{W}^\pm	wino	$\chi_{1,2}^\pm$	chargino
H^-	boson de Higgs	\tilde{H}_1^-	higgsino		
H^+	boson de Higgs	\tilde{H}_2^+	higgsino		
B	champ B	\tilde{B}	bino	$\chi_{1,2,3,4}^0$	neutralino
W^3	champ W^3	\tilde{W}^3	wino		
H_1^0	boson de Higgs	$\begin{cases} \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_2^0 \end{cases}$	$\begin{cases} higgsino \\ higgsino \end{cases}$		
H_2^0	boson de Higgs				
H_3^0	boson de Higgs				

TAB. 2.1 – *Particules du MS et du MSSM.*

Parmi les nouveaux paramètres introduits, comme les masses et les couplages des super-partenaires, certains sont remarquables :

- les masses M_1 , M_2 et M_3 sont respectivement les masses des jauginos associés respectivement aux groupes U(1), SU(2) et SU(3).
- μ est le paramètre de masses des higgsinos.
- $\tan\beta$ est le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs.

Les jauginos électrofaibles neutres (\tilde{B} et \tilde{W}) et les higgsinos neutres (\tilde{H}_1^0 et \tilde{H}_2^0) se combinent pour donner quatre neutralinos (χ_i^0) états propres de la matrice de masses présentée ci-dessous dans la base ($\tilde{B}, \tilde{W}^3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$) :

$$\mathcal{M}_N = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z \cos \beta \sin \theta_W & m_Z \sin \beta \sin \theta_W \\ 0 & M_2 & m_Z \cos \beta \cos \theta_W & -m_Z \sin \beta \cos \theta_W \\ -m_Z \cos \beta \sin \theta_W & m_Z \cos \beta \cos \theta_W & 0 & -\mu \\ m_Z \sin \beta \sin \theta_W & -m_Z \sin \beta \cos \theta_W & \mu & 0 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

où M_1 et M_2 sont respectivement les masses des binos et des winos, et θ_W l'angle de Wienberg. De façon similaires, les jauginos chargés (\tilde{W}^\pm) se combinent avec les higgsinos

chargés (\tilde{H}^\pm) pour donner deux charginos ($\tilde{\chi}_i^\pm$). Les expressions des neutralinos et des charginos sont les suivantes :

$$\tilde{\chi}_i^0 = a_i \tilde{B} + b_i \tilde{W} + c_i \tilde{H}_1^0 + d_i \tilde{H}_2^0 \quad i = 1, 4 \quad (2.3)$$

$$\tilde{\chi}_i^\pm = a_i \tilde{W}^\pm + b_i \tilde{H}^\pm \quad i = 1, 2 \quad (2.4)$$

Comme le neutralino est un mélange de Jauginos et de Higgsinos, on définit alors la fraction de jaugino comme :

$$f_J = a_i^2 + b_i^2, \quad (2.5)$$

et la fraction de higgsino comme :

$$f_H = c_i^2 + d_i^2. \quad (2.6)$$

Du fait de l'introduction de bosons de spin 0 additionnels, certains couplages pourraient ne pas conserver les nombres leptonique (L) et baryonique (B). Pour préserver ces nombres quantiques, un nouveau nombre quantique a été introduit pour chaque particule, la R-parité :

$$R_p = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (2.7)$$

où S est le spin de la particule. Ainsi les particules du MS sont caractérisées par une R-parité égale à 1, et les super-partenaires par une R-parité égale à -1. Dans le cas où cette parité est conservée, certaines propriétés apparaissent :

- une particule SUSY se désintègre en un nombre impair de particule SUSY,
- la production de particules SUSY se fait par paire,
- la particule SUSY la plus légère (Lightest SUSY Particle : LSP) est donc stable.

La LSP étant massive et interagissant faiblement avec la matière ordinaire, elle est un candidat potentiel à la matière noire.

Un modèle MSSM contraint : m-Sugra

Le nombre important de paramètres libres introduits dans le MSSM (plus de 100) limite considérablement les capacités de prédictions. Il est alors utile de développer des modèles prédictifs par l'intermédiaire d'hypothèses simples. Les différents modèles se distinguent par le type de brisure de supersymétrie. Le scénario retenu pour cette thèse est le modèle de supergravité minimale (m-Sugra : minimal SuperGRAvity) contenant une supersymétrie et les 4 dimensions d'espace-temps. Ce modèle brise la supersymétrie du secteur caché vers le secteur visible par le biais gravitationnel. Dans m-Sugra, les masses de scalaires m_0 , les masses jauginos $m_{1/2}$ et les couplages trilinéaires des sleptons et des squarks A_0 sont unifiés à l'échelle de grande unification (GUT). Le secteur des Higgs est décrit par un couplage bilinéaire (B) et le paramètre de masse μ des Higgsinos ; ces paramètres se réduisent au signe de μ si la brisure électrofaible de la SUSY (EWSB : ElectroWeak SUSY Breaking) est imposée. Le dernier paramètre nécessaire est le terme $\tan\beta$ qui est le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs. Ainsi, les modèles m-Sugra sont complètement définis par cinq paramètres : m_0 , $m_{1/2}$, A_0 , $\tan\beta$ et le signe de μ . Les masses des jauginos et des scalaires à l'échelle électrofaible sont

obtenues à partir de leurs masses à l'échelle d'énergie GUT que l'on fait évoluer jusqu'à l'échelle électrofaible grâce aux équations du groupe de renormalisation (RGE) comme le montre la figure **2.1**. Les masses des jauginos (M_i) évoluent de la même façon que les constantes de couplages (α_i) dans les équations de renormalisation. Il en résulte à l'échelle électrofaible (Mz) que :

$$\frac{M_i}{\alpha_i(M_z)} = \frac{m_{1/2}}{\alpha(E_{GUT})}, \quad (2.8)$$

et

$$M_1 = \frac{5}{3} \tan^2 \theta_W M_2. \quad (2.9)$$

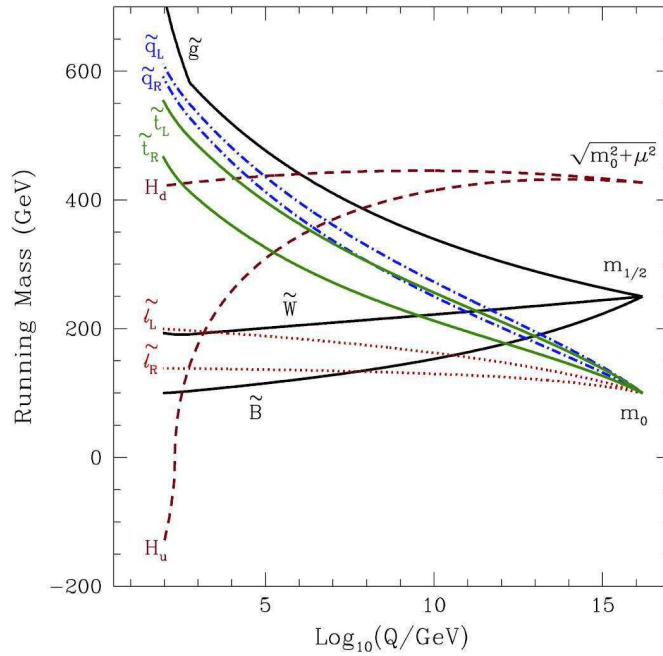


FIG. 2.1 – *Evolutions par le biais des équations du groupes de renormalisations des paramètres de masses supersymétriques [35].*

2.2 La particule supersymétrique la plus légère (LSP)

Dans le cadre de la conservation de la R-parité, la particule supersymétrique la plus légère, LSP, est stable et, devient par conséquent un excellent candidat pour la matière noire. Lors de l'expansion de l'Univers, les LSP se découplent de la soupe primordiale et peuvent alors former tout ou une partie de la matière noire. On parle de densité relique. Comme la particule candidate doit être neutre de charge électrique et de couleur, les seules super-particules répondant à ces critères sont les sneutrinos et le neutralino le plus léger χ_1^0 .

Les mesures de LEP donne une limite inférieure à la masse du sneutrino de 43 GeV [36]. La densité relique induite est trop faible. Le candidat restant est le plus léger des neutralinos χ_1^0 que l'on nommera par la suite le neutralino χ . Ainsi les neutralinos peuvent constituer une partie ou la totalité de la matière noire froide ($\Omega_{CDM} \sim 0.22$), en étant compatible avec les contraintes cosmologiques décrites dans la partie 1.2.4. Une analyse dimensionnelle simple permet d'estimer la section efficace d'annihilation des neutralinos et leur densité relique :

$$\sigma_{\chi-\chi}^A \sim \frac{\alpha^2}{m_\chi^2} \quad (2.10)$$

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{m_\chi n_\chi}{\rho_c} \simeq \frac{3.10^{-27} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}}{\langle \sigma v \rangle} \simeq \frac{3.10^{-27} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} m_\chi^2}{\alpha^2} \quad (2.11)$$

où α est la constante de structure fine, m_χ la masse du neutralino et n_χ sa densité. Pour un neutralino de masse $m_\chi \sim 100 \text{ GeV} - 1 \text{ TeV}$, la densité relique aura la valeur $\Omega_\chi \sim 0.01 - 1$ de l'ordre de Ω_{CDM} . Le neutralino est par conséquent le candidat idéal pour la matière noire froide.

Les expériences au LEP, fournissent des contraintes sur les modèles supersymétriques contraints. Ainsi, pour un modèle SuSy contraint avec universalité des masses de jauginos et des sfermions la limite inférieure de la masse de la LSP, obtenue avec les données combinées des expériences LEP, est de 47 GeV/c² [37] [38].

2.3 Recherches de matière noire sous forme de neutralino

La chasse aux particules de type WIMPs peut se faire selon différentes techniques se regroupant en deux catégories :

- la recherche directe où l'on cherche à détecter l'interaction des WIMPs avec la matière ordinaire.
- la recherche indirecte où l'on cherche à identifier les produits de l'annihilation de ces particules dans le halo galactique.

La possibilité de détection des neutralinos (χ) est directement reliée à leur nature, jaugino ou higgsino. Elles conditionnent les sections efficaces d'annihilation et d'interaction avec la matière.

2.3.1 Détection directe

La détection directe de χ repose sur la mise en évidence de l'interaction du neutralino avec le noyau "détecteur". Ainsi le taux de détection est proportionnel à la section efficace de collision élastique $\sigma_{\chi-\text{noyau}}$ et à la densité de neutralinos localement, c'est-à-dire au voisinage du système solaire. La densité locale de matière noire est estimée entre 0.2-0.8 GeV.cm⁻³. A cette fin, plusieurs principes de détection sont mis en oeuvre [39] comme

- l'ionisation dans des cristaux très purs de Germanium,
- la scintillation du cristal NaI ou du Xenon liquide,

- la détection de phonons issus de l'énergie déposée dans un cristal très refroidi.

La figure 2.2 présente les limites sur les sections efficaces de collision indépendantes du spin provenant des expériences :

- EDELWEISS-I [40] qui utilise la bolométrie et l'ionisation dans des détecteurs de Ge,
- CDMS [41] et CRESST [42] qui utilisent la technique bolométrique,
- DAMA [43] qui utilise la scintillation de NaI.

Seuls les résultats de DAMA montrent un signal. Les autres expériences donnent des limites sur la section efficace de collision, qui excluent désormais le signal vu par DAMA.

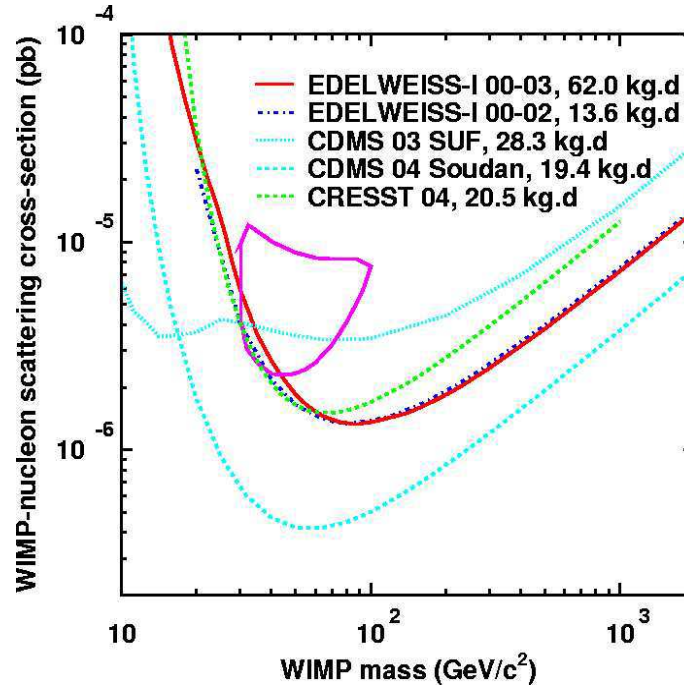


FIG. 2.2 – Limites à 90% de degré de confiance sur la section efficace indépendante du spin en fonction de la masse du neutralino obtenues par les expériences EDELWEISS [40], CRESST [42], CDMS [41]. Le contour de l'expérience DAMA est aussi montré [43].

2.3.2 Détection indirecte

La détection indirecte cherche à identifier les produits produits de l'annihilation de paires de neutralinos dans le halo galactique. Les produits de l'annihilation peuvent être

- des quarks $\chi\chi \rightarrow q\bar{q}$,
- des leptons $\chi\chi \rightarrow l\bar{l}$,
- des bosons de jauge $\chi\chi \rightarrow W^+W^-, Z^0Z^0, Z^0\gamma, \gamma\gamma$,
- des bosons de Higgs $\chi\chi \rightarrow Z^0H_1^0, Z^0H_2^0, H_1^0H_2^0, H_2^0H_3^0$,
- et des gluons $\chi\chi \rightarrow gg$.

Ces produits donnent dans l'état final après désintégration et hadronisation, des particules stables comme e^- , e^+ , p , \bar{p} , γ , et ν . Ainsi, la détection indirecte cherche dans les spectres cosmiques des particules précédentes des contributions que l'on peut attribuer à la matière noire. Les flux de particules d'origine conventionnelle étant notablement supérieurs aux flux d'antiparticules, on cherchera naturellement un signal exotique dans les flux de e^+ , \bar{p} , γ , et ν . La contribution d'un signal exotique est directement reliée à la densité de matière noire ρ_χ . En effet, le flux issu de l'annihilation de neutralino $\Phi^{\chi\chi} \sim \rho_\chi^2$. La suite de ce paragraphe donne un aperçu des expériences et de l'état des mesures dans ces différents canaux.

Neutrinos

Les neutralinos peuvent être capturés dans des objets astrophysiques, tels que le Soleil ou la Terre, de façon gravitationnelle par une succession de collisions élastiques avec les noyaux du corps astrophysique et s'accumuler au centre de ce dernier. Cette accumulation favorise l'annihilation des neutralinos. Mais, seuls les neutrinos peuvent ensuite traverser le Soleil ou la Terre et être détectés dans un télescope à neutrinos. Ces télescopes sont de grands réservoirs d'eau (liquide ou glacée) dans lesquels sont placés des photomultiplicateurs sensibles à la lumière Čerenkov produite par le passage d'un muon résultant de l'interaction du neutrino avec la matière placée devant le détecteur. L'observation des signaux venant du Soleil doit se faire quand ce dernier passe l'horizon. Ainsi, le détecteur AMANDA [44] (Antartic Muon And Neutrino Detection Array) au pôle sud utilise des lignes de photomultiplicateurs enfouis dans la glace de la calotte polaire entre 1000 et 2000 mètres de profondeur dans un cylindre de rayon 100 m, soit un volume de ~ 0.03 km³. Les neutrinos reconstruits par AMANDA sont compatibles avec le flux de neutrinos atmosphériques attendu [45], la figure 2.3 montre l'isotropie des événements reconstruits ¹.

Depuis 2000, la collaboration AMANDA construit un détecteur dont le volume effectif sera de 1 km³ qui se nommera Ice-Cube. Dans, l'hémisphère nord l'expérience ANTARES [47] utilise des lignes de photomultiplicateurs ² placés au large de Toulon, en Méditerranée.

Les antiprotons cosmiques

Les antiprotons d'origine conventionnelle ne représentent qu'une faible fraction des rayons cosmiques au delà de l'atmosphère terrestre. Les antiprotons cosmiques sont des particules dites secondaires issues des interactions de protons sur le milieu interstellaire composé essentiellement d'hydrogène et d'hélium. Ce processus est nommé spallation :

$$p p \rightarrow \bar{p} X \quad \text{et} \quad p He \rightarrow \bar{p} Y \quad (2.12)$$

où X et Y représentent les produits de la réaction. Le calcul exact du flux des antiprotons secondaires au niveau de la Terre est compliqué par les incertitudes sur les paramètres

¹Les résultats récents de l'expérience AMANDA sont disponibles sur le site internet de la collaboration [46].

²Des informations complémentaires se trouvent dans la thèse de S. Karkar [48].

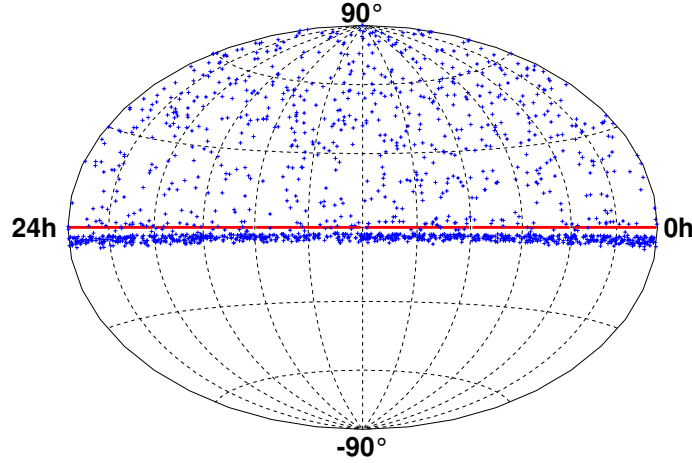


FIG. 2.3 – *Points sources issus de la recherche de sources ponctuelles en fonction des coordonnées équatoriales [45].*

de propagation et par la modulation solaire issu du vent solaire qui affecte les particules chargées d'énergies inférieure à 10 GeV. D. Maurin a montré dans une étude [49] que les incertitudes liées aux paramètres de propagation sont de l'ordre de 20%. Les expériences de la fin des années 90 ont permis d'obtenir des mesures précises du spectre d'antiprotons cosmiques grâce à une bonne séparation du fond. Parmi elles, l'expérience BESS (Balloon-borne Experiment with a Superconducting Spectrometer) qui effectua plusieurs vols en ballon de 93 à 98 [50] [51] donne les mesures les plus précises en dessous de 10 GeV. L'expérience ballon CAPRICE donne une mesure des antiprotons jusqu'à 50 GeV [52]. Ces mesures sont relativement en bon accord avec les prédictions théoriques du flux d'antiprotons secondaires, pour l'essentiel issu des réactions de spallation, comme le montre la figure 2.4. Dans ce contexte, une contribution exotique du type supersymétrique ne semble pas nécessaire.

Les rayons cosmiques gammas

L'expérience sur satellite EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) a réalisé un balayage complet du ciel en rayons cosmiques gamma. Elle a vérifié l'isotropie de l'émission galactique dont le flux est décrit par un spectre en loi de puissance $E^{-2.6}$ dans la gamme d'énergie 30 MeV-30 GeV [54] tandis que le flux extragalactique est en $E^{-2.1}$ [55]. Le flux galactique est montré sur la figure 2.5 de gauche. Au delà de 10 GeV, les modèles prédisent des flux plus faibles, ce qui laisse la place à un signal exotique provenant par exemple de l'annihilation de neutralino au centre galactique. Cependant, une nouvelle modélisation du fond diffus de gamma par les auteurs Moskalenko et Strong [56] montre que les données peuvent être reproduites sans contribution exotique. Cette analyse est montrée sur la figure 2.5 de droite.

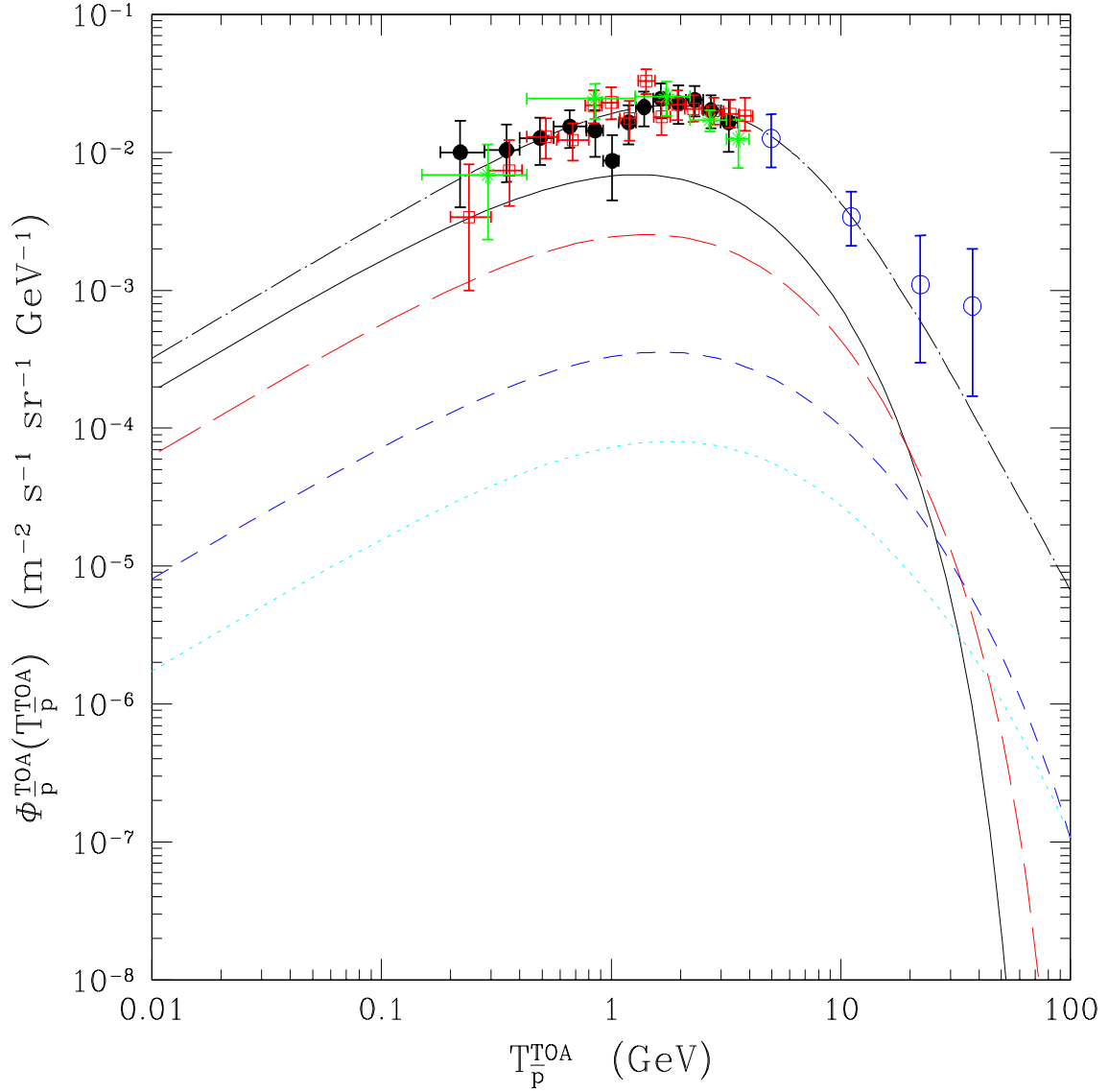


FIG. 2.4 – Flux d’antiprotons cosmiques en fonction de leur énergie. Les cercles pleins représentent les mesures de BESS 1995-97, les carrés ouverts sont celles de BESS 98, les étoiles sont celles d’AMS-01, et les cercles vides sont celles de CAPRICE. La courbe en point-tiret représente le flux d’antiprotons secondaires TOA (Top Of Atmosphere) prédit en fonction de leur énergie. Les autres courbes représentent les flux d’antiprotons primaires issus de modèles MSSM [53].

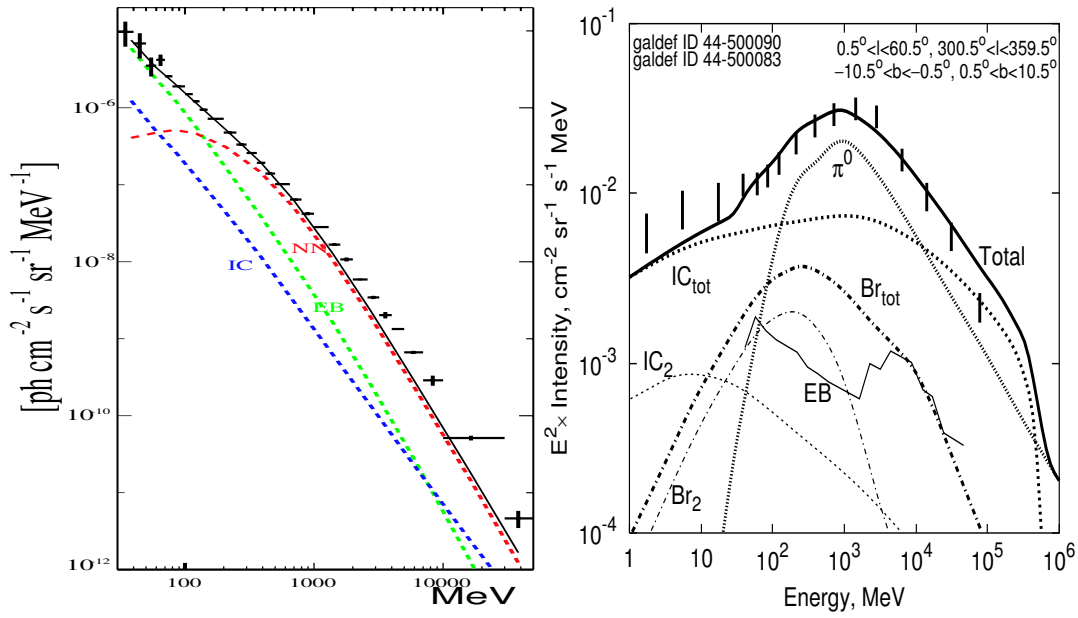


FIG. 2.5 – Spectre des photons galactiques en fonction de l'énergie [54] (figure de gauche). Spectre de photons avec le modèle de Moskalenko et Strong [56] avec toutes les contributions (trait épais) (e^- primaires et e^+) et celle des positons seulement (traits fins) pour mettre en avant la contribution des e^\pm secondaires. IC correspond à la contribution Inverse Compton et BR au bremsstrahlung (figure de droite).

Les positons cosmiques

Une présentation détaillée relative aux positons cosmiques fait l'objet du chapitre suivant. Dans ce paragraphe, un historique et une compilation des mesures du flux de positons sont présentés. La mesure du rapport des flux $\frac{e^+}{e^++e^-}$ est utilisée de préférence car elle permet d'éliminer en partie les erreurs systématiques expérimentales. Dès la fin des années 60, les expériences capables de distinguer les électrons et les positons ont montré que la fraction de positons est de l'ordre de 10% dans la région 1 à 10 GeV comme le montre les figures 2.6.

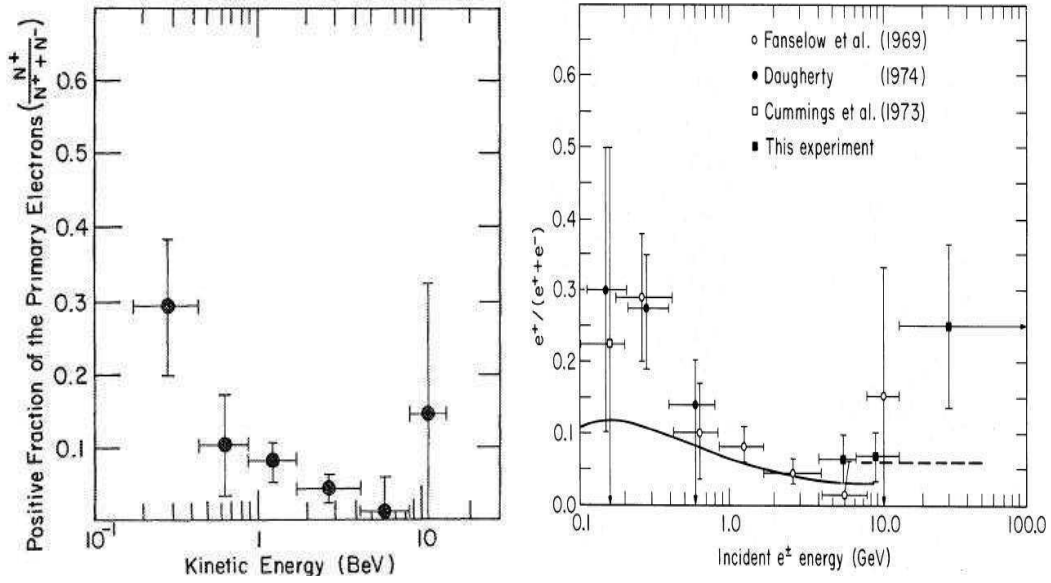


FIG. 2.6 – Fraction $\frac{e^+}{e^++e^-}$ en fonction de l'énergie des positons mesurée en 1969 par Fanselow et al. [57] (figure de gauche), et en 1975 par Bullington et al. [58] (figure de droite).

Les mesures les plus précises de la fraction de positons ont été obtenues par les expériences CAPRICE [59] et HEAT [60] [61] comme le montre la figure 2.7 de gauche. Les prédictions théoriques sont en bon accord avec les mesures et la fraction de positons diminue au delà de 1 GeV. Cependant, l'expérience HEAT, lors de plusieurs campagnes, a observé une distorsion aux alentours de 8 GeV comme montre la figure 2.7 de droite. Cette déviation ne s'explique pas facilement avec les mécanismes de production des positons conventionnels. Elle suggère une source primaire de positons de hautes énergies. Cette source primaire peut être interprétée comme le résultat de l'annihilation de particules de matière noire telles que les WIMPs de SUSY ou de Kaluza-Klein.

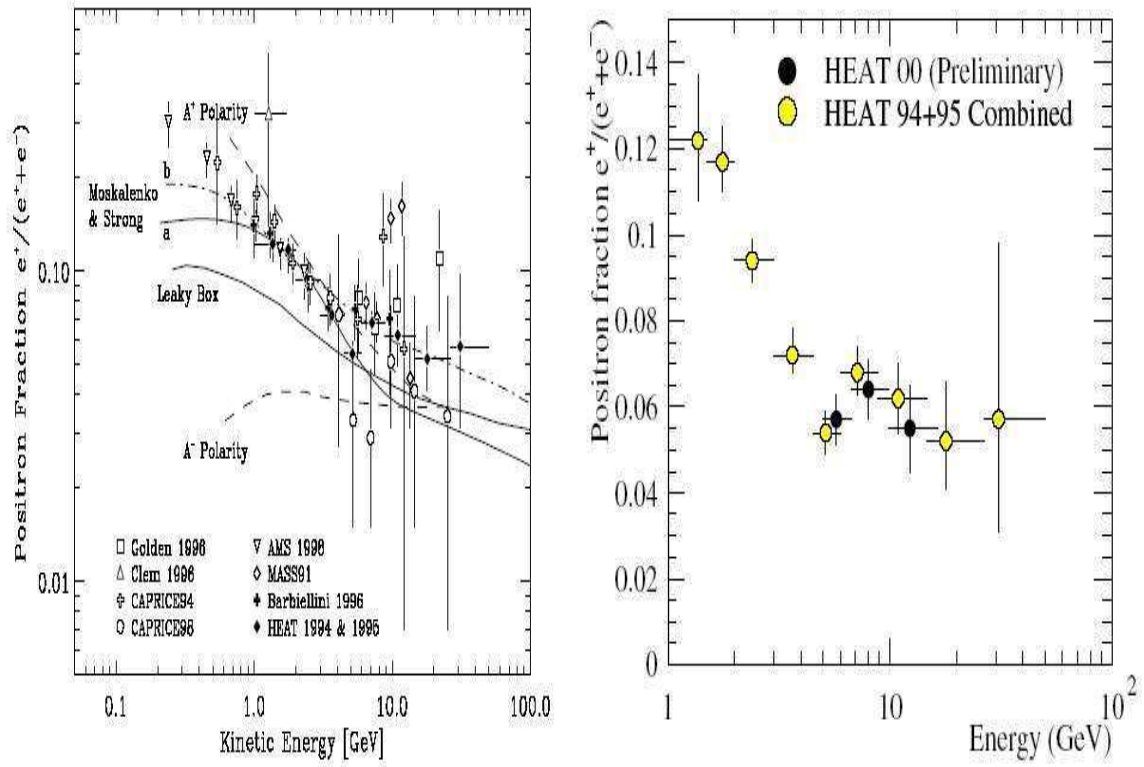


FIG. 2.7 – Fraction $\frac{e^+}{e^++e^-}$ en fonction de l'énergie pour les expériences depuis 1990 [62] avec la courbe théorique de Moskalenko et Strong [63] (figure de gauche), et les campagnes de mesures de HEAT [61] (figure de droite).

2.4 Phénoménologie dans m-Sugra

2.4.1 Annihilation de neutralinos au repos

Les principaux diagrammes de Feynman intervenant dans la section efficace d'annihilation au repos $\sigma_{\chi\chi}^A$ sont représentés par la figure 2.8.

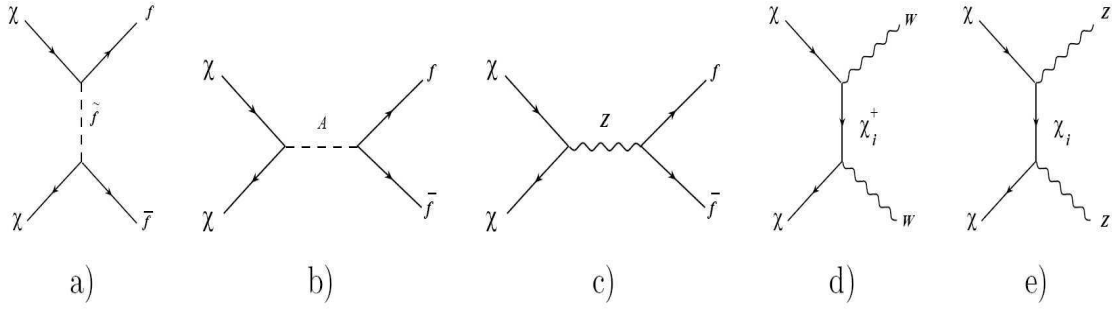


FIG. 2.8 – Principaux canaux d'annihilation de neutralinos au repos [64].

La façon dont les amplitudes associées à ces graphes dépendent des paramètres de m-Sugra [64] est donnée ci-dessous.

- a) le canal $\chi\chi \xrightarrow{\tilde{f}} f\bar{f}$: L'amplitude $A_{f\bar{f}}^{\tilde{f}}$ est proportionnelle à $\left(\frac{m_\chi}{m_{\tilde{f}}}\right)^2$. Ce canal existe quelle que soit la composition du neutralino en jaugino et higgsino.
- b) le canal $\chi\chi \xrightarrow{A} f\bar{f}$: L'amplitude $A_{f\bar{f}}^A$ proportionnelle à $\frac{\tan\beta}{m_W} \frac{m_{f\text{down}}}{m_A} \left(\frac{m_\chi}{m_A}\right)^2$ dépend de la valeur de $\tan\beta$ ainsi que la masse du fermion et celle du pseudo-scalaire A,
- c) le canal $\chi\chi \xrightarrow{Z} f\bar{f}$: L'amplitude $A_{f\bar{f}}^Z$ est proportionnelle à $\frac{m_f m_\chi}{m_Z^2}$.
- d) le canal $\chi\chi \xrightarrow{\chi_i^+} W^+ W^-$: L'amplitude $A_{W^+ W^-}^{\chi_i^+}$ proportionnelle à $\frac{1}{1+(m_{\chi_i^+}/m_\chi)^2-(m_W/m_\chi)}$ dépend de la masse du chargino échangé χ_i^+ ,
- e) le canal $\chi\chi \xrightarrow{\chi_i^0} Z^0 Z^0$: L'amplitude $A_{Z^0 Z^0}^{\chi_i^0}$ proportionnelle à $\frac{1}{1+(m_{\chi_i^0}/m_\chi)^2-(m_W/m_\chi)}$ dépend du neutralino échangé.

Tous les canaux présentés, sauf le premier, dépendent directement de la fraction Higgsino du neutralino, qui détermine ses couplages.

2.4.2 Non-universalité à l'échelle GUT

Le modèle m-Sugra impose l'universalité des masses de jauginos $m_{1/2}$ et les masses de scalaires m_0 à l'échelle de grande unification (GUT). Ces contraintes, en particulier celles liées à la masse des jauginos peuvent être relâchées.

Belanger et al. [65] ont relâché la contrainte sur M_1 , masse des binos, de façon que $M_1|_{GUT} < m_{1/2}$. On obtient des neutralinos de masse plus faible [65]. Les contraintes venant de LEP deviennent $M_{\tilde{\chi}_1^0} > 12 - 18$ GeV dans le cas où M_1 est très inférieur à M_2 .

L'article propose l'étude de différentes configurations de non-universalité. Parmi les non-universalités possibles, que l'on peut retrouver dans [66], la variation du paramètre $M_3|_{GUT}$, masse des gluinos, semble être la plus intéressante pour la détection indirecte. Nezri et al. [67] ont montré que dans certains cas, on obtient des contributions phénoménologiquement plus favorables à la détection indirecte dans le canal neutrinos. Une diminution de M_3 entraîne, à travers les équations de renormalisation, une modification de la fraction higgsino donc un changement de la nature du neutralino. Elle a pour effet d'augmenter la section efficace des principaux canaux d'annihilation diminuant ainsi la densité relique. Ce cas sera étudié pour les positons dans la partie 7.3.

Chapitre 3

Les positons de notre Galaxie

Sommaire

3.1	Positons dans la galaxie	40
3.1.1	Caractéristiques et origine des rayons cosmiques	40
3.1.2	Les positons dans le milieu galactique	43
3.1.3	La modulation solaire	46
3.2	Equation de la diffusion	47
3.3	Paramètre de diffusion $K(\epsilon)$	48

La propagation des positons dans la galaxie est un sujet central de l'étude des positons. Sa connaissance est nécessaire pour contraindre les incertitudes sur le fond conventionnel attendu et pour estimer les flux originaires de signaux exotiques au niveau des détecteurs.

Ce chapitre présentera brièvement les rayons cosmiques pour introduire la propagation des positons dans le milieu interstellaire. Et il se terminera par la présentation de l'équation de diffusion des positons.

3.1 Positons dans la galaxie

3.1.1 Caractéristiques et origine des rayons cosmiques

Les rayons cosmiques ont été découverts par Victor Hess en 1912 en accrochant à un ballon un électroscope, enceinte en verre dans laquelle sont disposées deux feuilles d'or préalablement chargées de sorte qu'elles se repoussent (**photographies 3.1**).

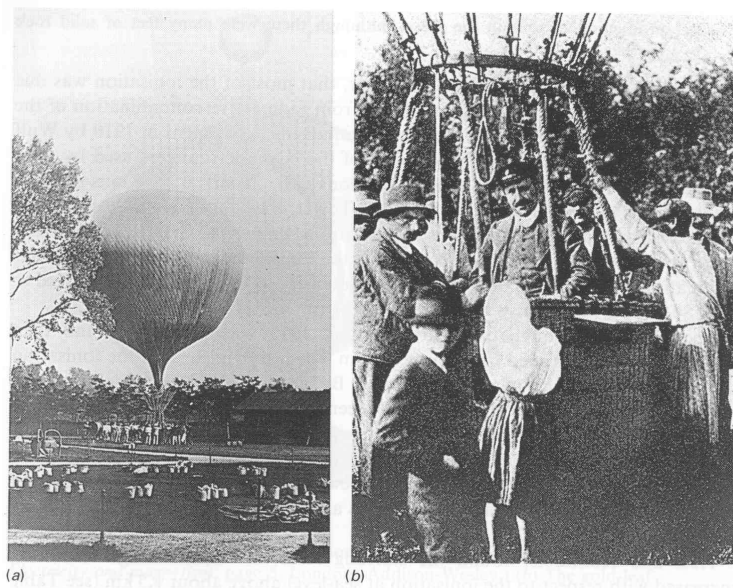


FIG. 3.1 – *Les vols en ballons de Victor Hess. Préparation de l'un des vols pendant la période 1911-1912 (photo de gauche). Victor Hess après son vol en ballon de 1912 où il découvrit les rayons cosmiques (photo de droite).*

V. Hess cherchait à identifier l'origine des radiations observées au sol qui ne pouvaient être expliquées par la radioactivité naturelle. Il montra l'existence d'un rayonnement ionisant venant de l'espace et augmentant avec l'altitude. Son étude a ouvert la voie à la découverte de nouvelles particules, dès 1930, comme le positon [69] et les mésons K et π . Le spectre des rayons cosmiques couvre environ 13 décades en énergie, entre $\sim 10^8$ eV et $\sim 10^{21}$ eV, et 32 décades en terme de flux, de quelques milliers de particules par m^2 et par seconde pour les basses énergies jusqu'à une particule par km^2 et par siècle comme le montre la figure 3.2.

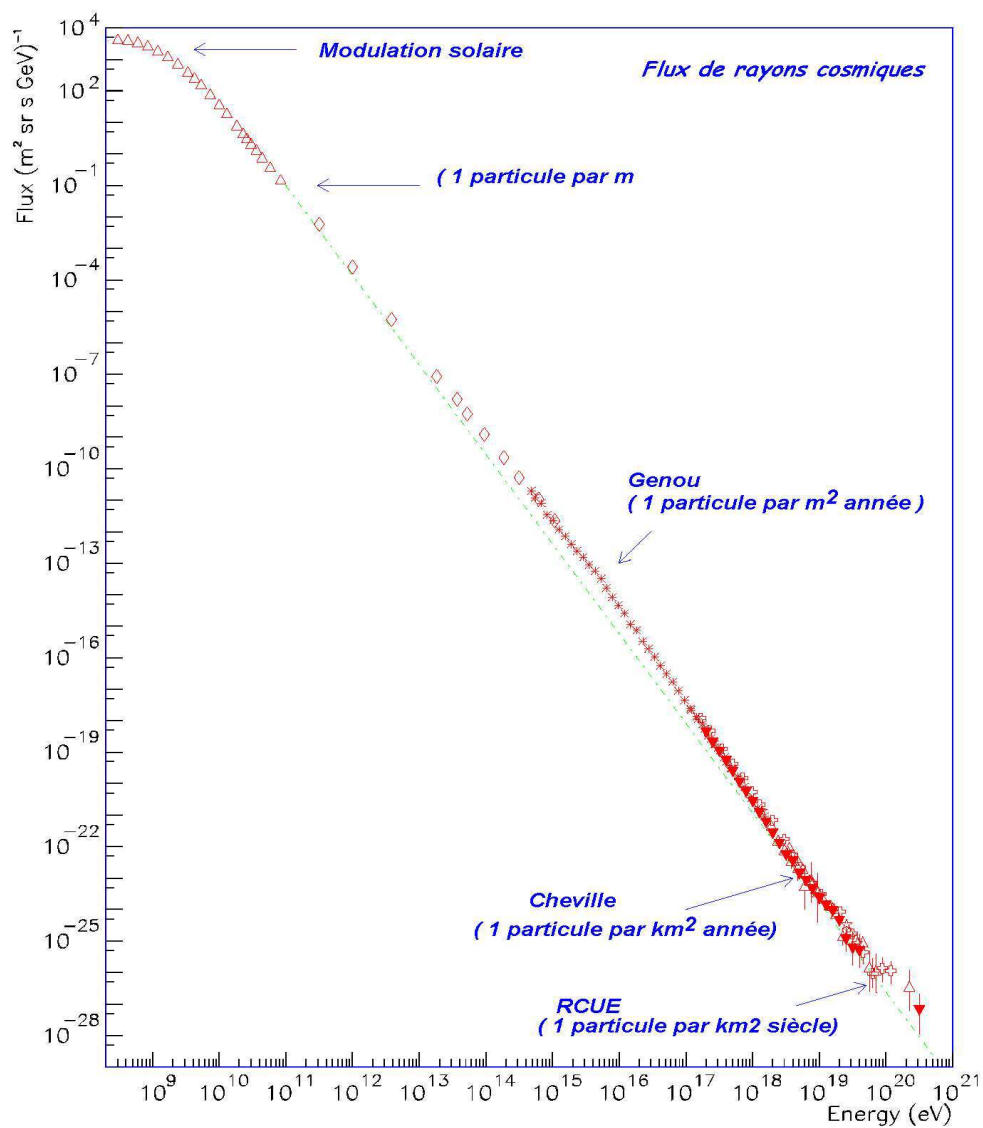


FIG. 3.2 – Flux différentiel du rayonnement cosmique [70].

Ce flux se paramètre généralement par une simple loi de puissance

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (3.1)$$

où l'indice spectral γ ne dépend que de la gamme d'énergie considérée. Dans la gamme d'énergie comprise entre 0.1 GeV et 100 TeV, γ est de l'ordre de 2.7. La composition du rayonnement cosmique, complètement ionisé, est assez bien connue jusqu'au TeV, où il est constitué à 98% de noyaux et 2% d'électrons. Les noyaux sont composés de 87% de protons, de 12% de He et 1% de noyaux plus lourds.

L'abondance des éléments lourds est similaire à l'abondance dans le système solaire [71] comme le montre la figure 3.3.

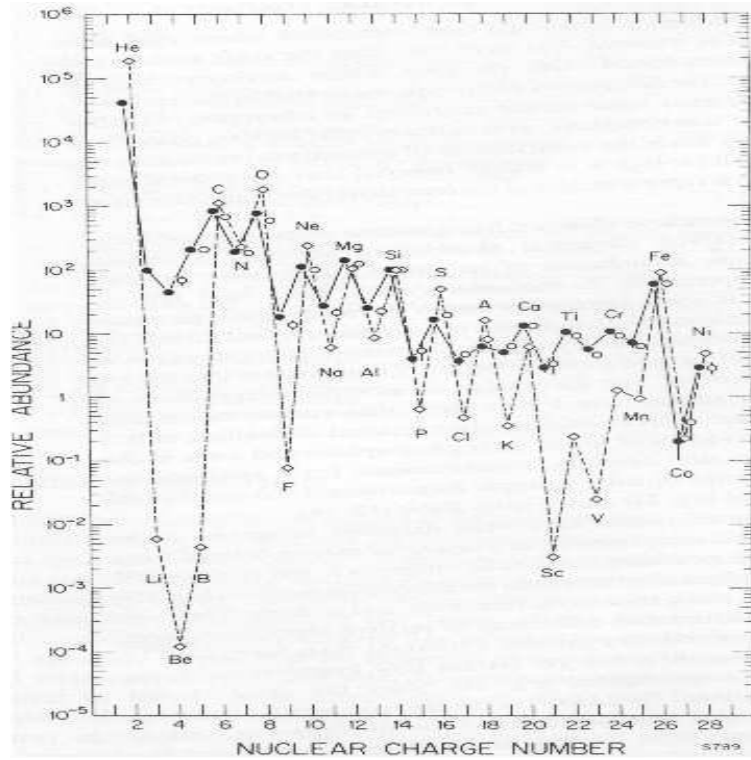


FIG. 3.3 – Abondances relatives des rayons cosmiques (He-Ni), par rapport au silicium, mesurées au niveau de la Terre comparées aux abondances dans le système solaire [71]. Les cercles sont les abondances au niveau de la Terre et les diamants représentent celles du système solaire [72].

La forme du spectre des rayons cosmiques laisse penser que les types de sources pouvant produire ce spectre sont réduits. Le scénario privilégié aujourd'hui est la production de ce rayonnement par les supernovæ. Elles représentent un moyen simple d'éjection de particules relativistes dans le milieu interstellaire.

De cette façon les abondances sont semblables des abondances stellaires [71]. Pour obtenir le spectre observé à partir de cette source, il est nécessaire d'accélérer ces particules. En

1949, Enrico Fermi propose un mécanisme [73], qui portera son nom [74] : les particules diffusées de manière stochastique sur les nuages de gaz peuvent être accélérées comme l'illustre la figure 3.4.

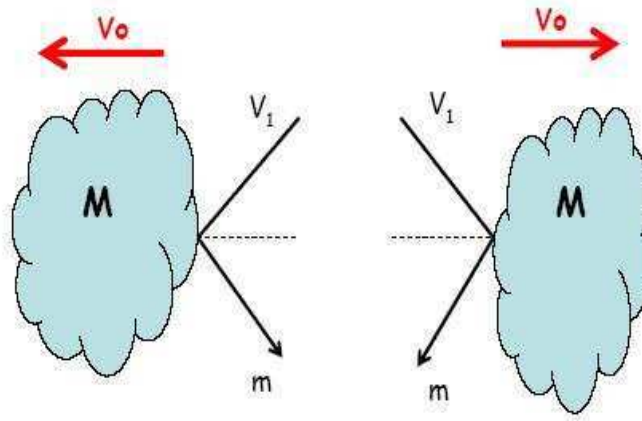


FIG. 3.4 – Illustration de la collision entre une particule de masse m et de vitesse v_1 avec un nuage de masse M et de vitesse V_0 .

Les particules chargées se réfléchissent sur des irrégularités magnétiques en mouvement à une vitesse V , et elles gagnent statistiquement de l'énergie à chaque collision (mécanisme de Fermi du second ordre), proportionnellement à $(\frac{V}{c})^2$. Ce mécanisme conduit naturellement à un spectre en loi de puissance. A la vue des vitesses des nuages et de leur faible densité, l'efficacité de ce mécanisme est trop faible. Cependant, si ce mécanisme est considéré dans des ondes de choc, le gain d'énergie devient proportionnel à $\frac{v}{c}$ où v est alors la vitesse de l'onde de choc (mécanisme de Fermi du premier ordre). Ce phénomène donne une loi de puissance avec un indice spectral de -2. Ces ondes de choc apparaissent lorsque la matière éjectée d'une supernova rencontre le gaz environnant.

3.1.2 Les positons dans le milieu galactique

Le milieu galactique est le théâtre de nombreux processus physiques qui ne sont pas forcément stationnaires. La composition du milieu interstellaire peut se résumer de la façon suivante :

- L'Hydrogène neutre est cartographié grâce à la raie à 21.1 cm et compose près de 90% de la masse visible.
- L'Hydrogène moléculaire se trouve dans les nuages très denses et peut représenter les $\frac{2}{3}$ de ces derniers.
- Les poussières sont constituées de grains inférieurs à 10^{-4} cm.

Enfin la Galaxie, comme de nombreuses autres, possède un champ magnétique tourmenté avec des anomalies locales qui le rendent très difficile à modéliser. Ainsi, les positons de haute énergie ($E_{e^+} > 100$ MeV) subissent de nombreuses pertes d'énergie en se propageant à travers le milieu interstellaire depuis leur source jusqu'aux détecteurs. Ces pertes

d'énergie déforment les spectres d'injection et par conséquent altèrent les informations concernant l'histoire de ces particules. Ces mécanismes de pertes sont liés aux interactions avec la matière interstellaire, avec le champ magnétique de la galaxie et avec les radiations venant des étoiles ou du CMB.

Les paragraphes suivants dressent un résumé des pertes subies par les positons [73].

Perte d'énergie par ionisation

La perte d'énergie par ionisation du milieu interstellaire, dans le cas d'hydrogène atomique s'exprime comme :

$$-\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt} \right)_{ionis} = 7.64.10^{-15} N_H (3 \ln \gamma + 19.8) \text{ eV.s}^{-1} \quad (3.2)$$

avec N_H représente la densité d'atome d'hydrogène et γ le facteur de Lorentz ($\gamma^2 = \frac{E^2}{m_e^2}$). Cette expression peut se récrire sous la forme suivante :

$$-\left(\frac{dE}{dt} \right)_{ionis} = K_1 \ln(E). \quad (3.3)$$

Perte d'énergie par Bremsstrahlung

Selon Heitler (1954), la perte par Bremsstrahlung pour des positons ultra relativistes qui traversent un plasma d'hydrogène complètement ionisé s'écrit comme :

$$-\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt} \right)_{brems} = 7.0.10^{-23} (\ln \gamma + 0.36) N_H \text{ s}^{-1} \quad (3.4)$$

où N_H est la densité d'atome d'hydrogène et γ est le facteur de Lorentz. Dans le cas, où les positons interagissent avec un nuage d'hydrogène neutre, la perte par Bremsstrahlung s'écrit :

$$-\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt} \right)_{brems} = 3.66.10^{-22} N_H \text{ s}^{-1}. \quad (3.5)$$

Pour les positons dont l'énergie est comprise dans la gamme entre 0.1 et 50 GeV, les expressions 3.4 et 3.5 donne le même résultat à un facteur deux près. Ainsi en première approximation, l'ionisation du milieu traversée n'est pas un paramètre de premier ordre. Les pertes d'énergie par Bremsstrahlung peuvent se mettre sous la forme générique suivante :

$$-\left(\frac{dE}{dt} \right)_{brems} = K_2 E \quad (3.6)$$

où l'on met en évidence qu'elles sont proportionnelles à l'énergie incidente.

Pertes d'énergie par radiation synchrotron

Les pertes d'énergie par radiation synchrotron, radiations émises par le positon dans un champ magnétique, s'écrivent dans la limite ultrarelativiste comme :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{synch} = K_0 \gamma^2 U_{mag} = 6.6 \cdot 10^4 \gamma^2 B^2 \text{ eV.s}^{-1} \text{ avec } U_{mag} = \frac{B^2}{2\mu_o} \quad (3.7)$$

où U_{mag} représente la densité d'énergie du champ magnétique \vec{B} . Cette expression peut se réécrire de la façon suivante :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{synch} = K_4 E^2. \quad (3.8)$$

Perte par diffusion Compton inverse

Lors de la diffusion Compton inverse, le positon perd de l'énergie au profit d'un photon. Cette perte s'écrit dans un champ de radiation de densité énergétique U_{rad} comme :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{dci} = K_0 \gamma^2 U_{rad}. \quad (3.9)$$

La perte par effet Compton inverse est importante dans l'Univers et les deux composantes responsables sont :

- dans notre galaxie la radiation due à la lumière de toutes les étoiles qui donne un champ moyen $U_{rad}^{etoiles}$ de $\approx 6 \cdot 10^5 \text{ eV.m}^{-3}$,
- dans l'Univers le rayonnement diffus cosmologique qui donne un champ U_{rad}^{CMB} de $\approx 2.62 \cdot 10^5 \text{ eV.m}^{-3}$ pour une température T_{CMB} de $\sim 2.728 \text{ K}$.

La relation **3.9** peut se réécrire comme :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{dci} = K_5 E^2. \quad (3.10)$$

La similarité des relations **3.7** et **3.9** s'explique par le fait que dans les deux cas la particule est accélérée par un champ : l'origine du champ, que ce soit un champ d'accélération constant issu d'un champ magnétique ou que ce soit la somme des champs électriques des photons individuels, a peu d'influence. Pour terminer, les pertes d'énergie peuvent être comparées l'une par rapport à l'autre en prenant le rapport des relations **3.7** et **3.9** donne :

$$\frac{(dE/dt)_{dci}}{(dE/dt)_{synch}} = \frac{U_{rad}}{U_{mag}}. \quad (3.11)$$

En prenant un champ magnétique B de $3 \cdot 10^{-10} \text{ T}$ et un champ moyen U_{rad} de $\approx 6 \cdot 10^5 \text{ eV.m}^{-3}$, on obtient $U_{rad} = 3 \times U_{mag}$. Les pertes d'énergie sont du même ordre de grandeur pour des positons de haute énergie. Ces deux effets possédant la même dépendance suivant l'énergie, comme le montrent les relations **3.8** et **3.10**, seront à l'avenir combinés.

Résumé

Les différentes pertes d'énergie subies par les positons peuvent être regroupées suivant leurs dépendances en énergie sous la forme suivante :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{tot} = A_1 \left(\ln \frac{E}{m_e c^2 + 19.8} \right) + A_2 E + A_3 E^2 \quad (3.12)$$

où A_1 décrit les pertes d'énergie par ionisation, avec une dépendance faible sur l'énergie, A_2 décrit les pertes d'énergie par Bremsstrahlung, et A_3 regroupe les pertes par effet Compton inverse et par radiation synchrotron. On peut montrer [73] que si le spectre d'injection $Q(E)$ est de la forme E^{-p} il est possible de déterminer la loi de puissance du flux résultant $N(E)$ suivant la perte d'énergie dominante :

- si les pertes par ionisation dominant, alors $N(E)$ devient proportionnel à $E^{-(p-1)}$: le flux résultant est plus plat que le flux d'injection,
- si les pertes par Bremsstrahlung dominant, alors $N(E)$ reste de la forme E^{-p} : la forme du spectre ne change pas.
- si les pertes par effet Compton inverse et les pertes par radiation synchrotron dominant, $N(E)$ devient proportionnel à $E^{-(p+1)}$: la pente du spectre est donc plus raide.

En considérant que les supernovæ produisent un flux d'injection avec un indice spectral de -2, et que dans la gamme d'énergie du GeV à 100 TeV, l'indice spectral est de -2.7, les pertes d'énergies sont donc dominées par les pertes par diffusion Compton inverse et par radiation synchrotron. Elles peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{tot} \sim \frac{E^2}{\tau} \quad (3.13)$$

où τ représente un temps de vie.

3.1.3 La modulation solaire

Le Soleil apporte quelques complications à la prédiction du spectre de positons au niveau de la Terre [75]. En effet, le vent solaire, composé de particules éjectées de la couronne solaire, interagit avec la magnétosphère terrestre et altère le spectre des rayons cosmiques. On parle de modulation solaire. Ces effets sont négligeables à haute énergie, mais en dessous de 5 GeV, ils deviennent importants. Dans l'approximation du "champ de force" de Gleeson et Axford [76], pour une particule arrivant au niveau de la Terre avec une énergie E , il faut qu'elle ait eu une énergie $E' > E$ pour compenser l'effet du vent solaire. Ce modèle prédit que le flux modulé $F(r, E, t)$ pour une distance radiale au Soleil r , à un temps t et pour un rayon cosmique d'énergie E , est relié au flux interstellaire indépendant du temps $F(\infty, E)$ par la relation :

$$F(r, E, t) = \frac{E^2 - m_e^2 c^4}{(E + \Phi(t))^2 - m_e^2 c^4} F(\infty, E + \Phi(t)) \quad (3.14)$$

où $\Phi(t)$ est un paramètre qui s'interprète comme la perte d'énergie du positon s'approchant depuis l'infini jusqu'à la Terre. Le paramètre Φ s'exprime en fonction du paramètre de modulation par l'expression :

$$\Phi = |Z|e\phi \quad (Z=1 \text{ pour un positon}). \quad (3.15)$$

Le paramètre de modulation s'ajuste sur les données expérimentales. Le spectre modulé de Moskalenko et Strong [77] s'appuyant sur l'équation 3.14 s'ajuste aux données combinées de HEAT94 [78] et CAPRICE94 [59] comme le montre la figure 3.5 avec $\phi = 600 \text{ MV}$.

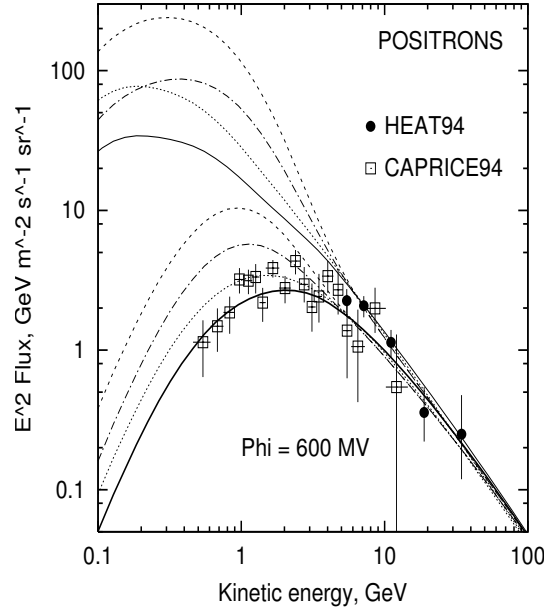


FIG. 3.5 – *Spectre de positons mesuré par les expériences CAPRICE94 et HEAT94. Les courbes supérieures représentent les prédictions des flux interstellaires, pour différents types de propagation [77], et celles du bas sont modulées. L'ajustement donne $\phi = 600 \text{ MV}$.*

Un moyen pour s'affranchir des incertitudes liées à cet effet est de considérer la fraction de positon $\frac{e^+}{e^+ + e^-}$, dans la mesure où il n'existe pas de dépendance avec la charge [79], plutôt que de considérer le flux absolu.

3.2 Equation de la diffusion

La propagation d'une particule dans un champ magnétique tel que celui de notre galaxie n'est pas une chose simple à modéliser. En effet, beaucoup d'éléments montrent les irrégularités du milieu interstellaire ainsi que du champ magnétique. La trajectoire chaotique des positons peut alors s'interpréter comme une marche aléatoire. Ainsi dans

ce formalisme, Longair [73], décrit simplement la trajectoire des positons comme une diffusion dans le milieu interstellaire.

L'équation "standard" [75] de la diffusion des positons s'écrit comme :

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{dn}{d\epsilon} = \vec{\nabla} \cdot \left[K(\epsilon, \vec{x}) \vec{\nabla} \frac{dn}{d\epsilon} \right] + \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left[b(\epsilon, \vec{x}) \frac{dn}{d\epsilon} \right] + Q(\epsilon, \vec{x}) \quad (3.16)$$

où $\frac{dn}{d\epsilon}$ est la densité spatiale par unité d'énergie, $\epsilon = \frac{E}{(1 \text{ GeV})}$ étant une variable sans dimension, K est la constante de diffusion, b est le taux de pertes d'énergie de l'expression 3.13 et Q est le terme source. En première approximation, la constante K ne dépend pas de l'espace, et elle est prise constante dans la zone de diffusion, mais elle peut varier avec l'énergie. Et pour des positons de quelques GeV la constante peut être représentée par [80] :

$$K(\epsilon) = K_0 \epsilon^\delta \approx 3.10^{27} \epsilon^{0.6} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}. \quad (3.17)$$

Le terme $b(\epsilon, \vec{x})$ est aussi indépendant de la position. Représentant les pertes d'énergie, il peut se réduire, comme cela a été vu dans la partie 3.1.2, au terme de pertes par radiation synchrotron et effet Compton inverse donnant l'expression :

$$b(\epsilon) = \frac{1}{\tau_E} \epsilon^2 \approx 10^{-16} \epsilon^2 \text{ s}^{-1}. \quad (3.18)$$

Pour terminer la description de l'équation 3.16, le terme source Q s'exprime en $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$. La zone de diffusion, la galaxie, est représentée par une galette d'épaisseur $2L$, où $L \sim 3$ kpc et de rayon $R = 20$ kpc, dans laquelle le disque lumineux se retrouve au milieu. La résolution de l'équation 3.16 se fait en considérant que le régime est permanent : dans la mesure où les sources des positons sont les supernovæ il est raisonnable de penser que la production est stationnaire. L'équation 3.16 devient alors :

$$-\frac{\partial}{\partial \epsilon} \left[b(\epsilon, \vec{x}) \frac{dn}{d\epsilon} \right] = K(\epsilon) \Delta \left[\frac{dn}{d\epsilon} \right] + Q(\epsilon, \vec{x}). \quad (3.19)$$

En faisant des changements de variables appropriées [75], l'équation se ramène à la relation suivante :

$$\frac{\partial F}{\partial t} = K_0 \Delta F + q(\vec{x}, t) \quad \text{avec} \quad F = \epsilon^2 \frac{dn}{d\epsilon}. \quad (3.20)$$

Cette relation n'est autre que l'équation de la chaleur inhomogène que plusieurs méthodes permettent de résoudre. Le chapitre 8 propose une méthode alternative pour résoudre cette équation.

3.3 Paramètre de diffusion $K(\epsilon)$

La paramètre de diffusion $K(\epsilon)$, où $K(\epsilon) = K_0 \epsilon^\delta$, est déterminé par l'étude des rapports des flux cosmiques des noyaux secondaires sur les noyaux primaires. Les noyaux primaires sont définis comme la production initiale des sources de la galaxie, et les secondaires sont les produits de ces primaires interagissant avec le milieu interstellaire. Les

principaux noyaux primaires sont les noyaux d'hydrogène, de carbone, d'oxygène et de fer. Les secondaires sont toujours plus légers que les primaires, ainsi les espèces situées entre l'O et le Fe sont les secondaires du Fer nommés les "sub-Fe". L'étude de ces rapports nous renseigne sur les différents processus de notre Galaxie, et par conséquent les modèles peuvent être ajustés pour des différentes valeurs de $K(\epsilon)$. Le rapport B/C donne les résultats les plus contraignants car les sections efficaces impliquant le Bore ou le Carbone sont les mieux connues. Les figures 3.6 montrent l'ajustement du rapport des flux B/C, effectués par deux groupes différents. La figure 3.7 montre les futures mesures d'AMS-02 du rapport des flux B/C.

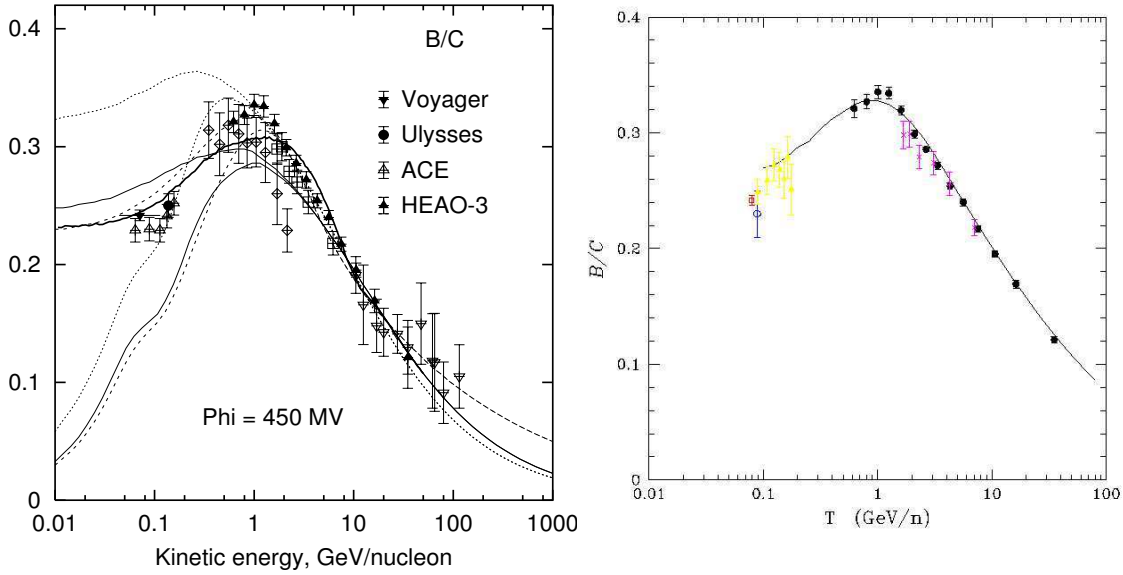


FIG. 3.6 – **Figure de gauche :** Ajustement du rapport B/C par Moskalenko et al. [77] où les courbes en tirets correspondent à un modèle de diffusion avec reaccélération et celles en lignes pleines à un modèle de diffusion avec convection. **Figure de droite :** Ajustement du rapport B/C par Maurin et al. [49].

Le rapport des flux $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ est à l'heure actuelle moins mesuré mais peut apporter des informations plus intéressantes sur la propagation des positons. En effet ce rapport donne des indications de la propagation sur des distances plus courtes que le rapport B/C car les désintégrations se font plus rapidement. L'amplitude des pertes d'énergie des positons au cours de leur propagation rend les positons sensibles au milieu interstellaire proche, de l'ordre du kpc. Les figures 3.8 rend compte des mesures actuelles de ce rapport et des améliorations qu'apportera l'expérience AMS-02 en un an de prise de données.

Cependant une mesure précise de ces rapports n'est pas suffisante. En effet, une dégénérescence existe sur le paramètre de diffusion. Maurin et al. [49] ont montré que l'indice spectral du paramètre de diffusion δ dépend du rapport $\frac{K_0}{L}$ où, comme on l'a déjà défini, L est la demi-épaisseur du halo galactique. La figure 3.9 montre l'espace des paramètres permis par la mesure du rapport B/C pour l'indice spectral δ en fonction de $\frac{K_0}{L}$. Ainsi l'indice spectral peut varier de 0.45 à 0.85 : il est nécessaire de fixer L et δ pour en déduire

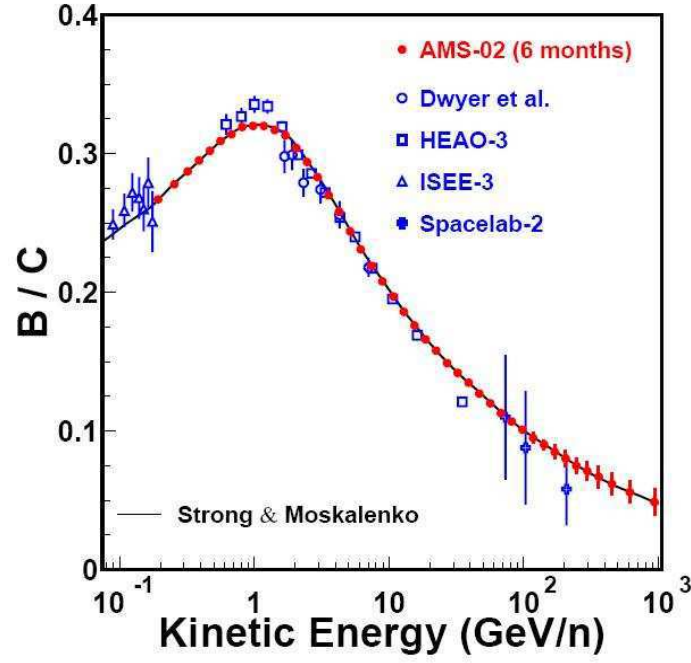


FIG. 3.7 – Prévisions de mesure du rapport B/C par l'expérience AMS-02 au bout de 6 mois.

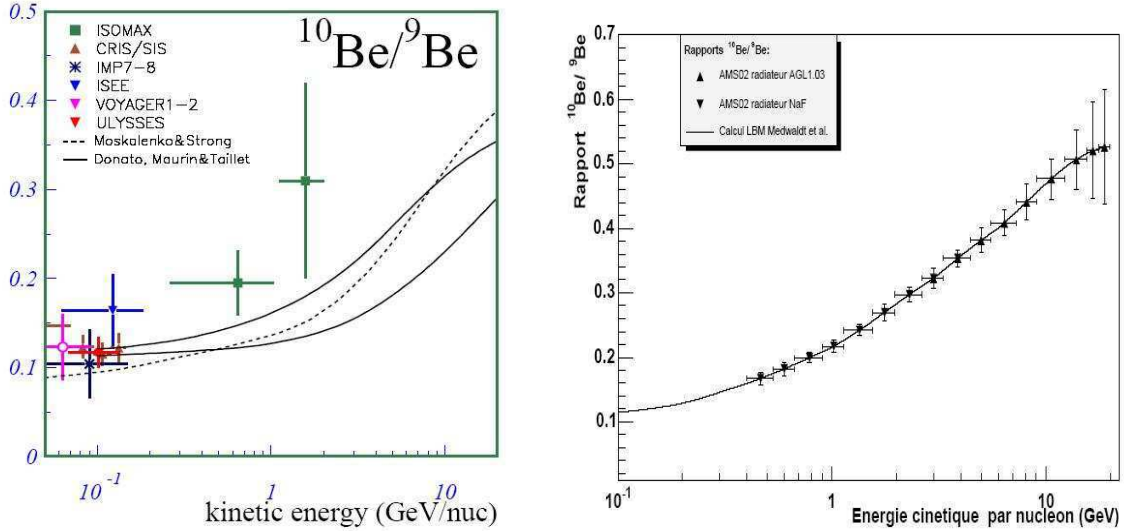


FIG. 3.8 – **Figure de gauche :** Mesures actuelles du rapport $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ [81] comparées au modèle de Moskalenko et al. [82]. **Figure de droite :** Rapport $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ pour un an de prise de données avec l'expérience AMS-02 [83].

une valeur de K_0 . Pour lever cette dégénérescence, il sera utile de mesurer les spectres d'énergie de tous les noyaux, ce que l'expérience AMS-02 est capable de faire en partie.

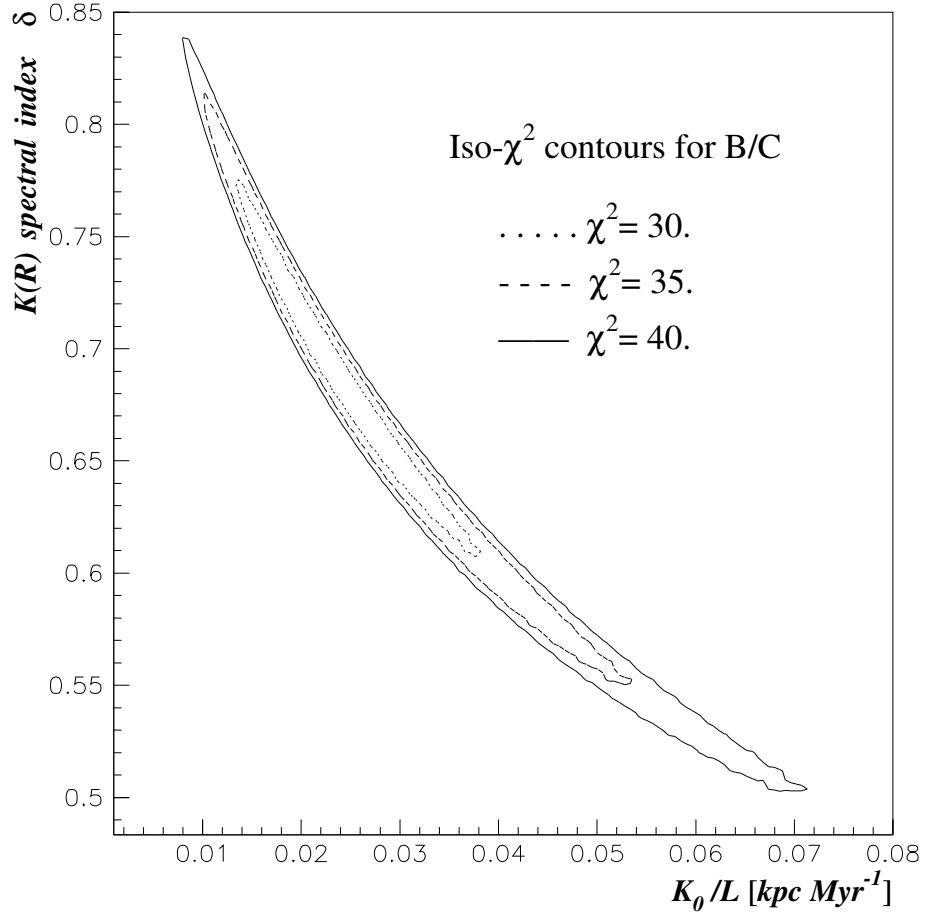


FIG. 3.9 – Iso-contour χ^2 de l'ajustement du rapport B/C pour l'indice spectral δ en fonction de $\frac{K_0}{L}$ avec $L=3\text{kpc}$ [49].

Deuxième partie

L'expérience AMS-02 et ses performances

Chapitre 4

Le détecteur AMS-O2

Sommaire

4.1	Détecteur à Radiation de Transition	57
4.2	Système de temps de vol (TOF)	58
4.3	Trajectomètre et l'aimant supraconducteur	59
4.4	Compteurs Anti-Coincidence	61
4.5	Détecteur Čerenkov à Imagerie en Anneaux (RICH)	61
4.6	Calorimètre électromagnétique	62

Le détecteur AMS-02 [85] (Alpha Magnetic Spectrometer), présenté par la figure 4.1, est un spectromètre magnétique ($3m \times 3m$) doté d'une acceptation géométrique de ($0.5 \text{ m}^2.\text{sr}$). Il a été conçu pour identifier la nature des rayons cosmiques venant de l'espace et pour mesurer leur flux avec précision. Ces mesures permettront d'aborder les sujets de recherche suivants :

- la mesure de flux de cosmiques primaires et secondaires,
- l'étude de l'antimatière du milieu interstellaire,
- la recherche de matière noire,
- la recherche de matière exotique (stranglets).

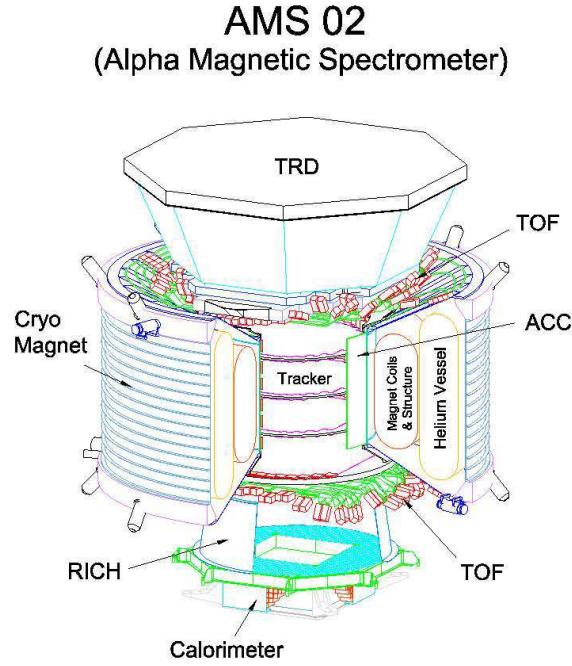


FIG. 4.1 – Schéma du détecteur AMS-02.

Le parcours du rayon cosmique dans le détecteur AMS-02 commence par la traversée du détecteur à radiation (TRD) sensible aux signaux de particules chargées ayant un facteur $\gamma > 10^3$. Le passage à travers les scintillateurs du temps de vol (TOF) détermine son sens de parcours, et déclenche la prise de données dans le cas d'une particule chargée. Il plonge ensuite dans le trajectomètre baignant dans le champ magnétique de l'aimant supraconducteur permettant de mesurer sa rigidité. Le rayon cosmique traverse ensuite le détecteur Čerenkov distinguant les éléments jusqu'à $Z \simeq 26$ et les isotopes jusqu'à $A \simeq 27$. Il finit sa course dans le calorimètre électromagnétique où son énergie peut être mesurée.

La combinaison TRD-Trajectomètre-Calorimètre est très performante pour séparer les positons des protons, car chaque détecteur donne une information complémentaire sur la distinction des particules électromagnétiques par rapport aux particules hadroniques. Comme le montre la figure 4.2 le rapport du flux de protons sur positons varie de 10^3 à 10^4 .

Ainsi, le but de la combinaison des détecteurs est d'atteindre un pouvoir de séparation de 1 positon pour $10^5 - 10^6$ protons, nécessaire à la mesure du spectre des positons cosmiques.

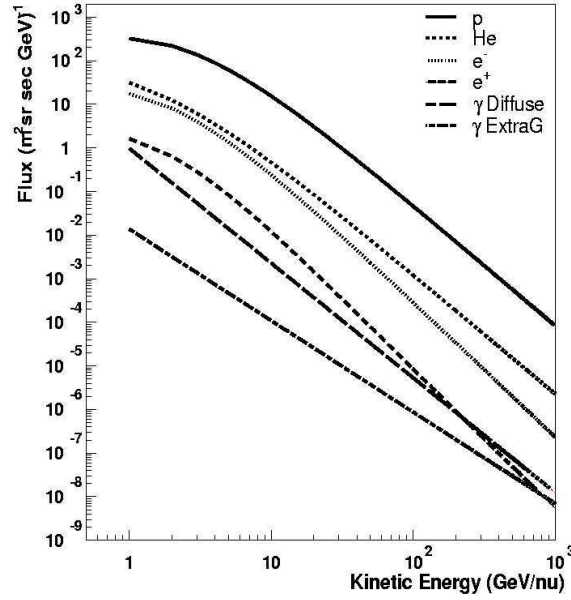


FIG. 4.2 – *Flux attendus des différentes composantes du rayonnement cosmiques dans la gamme allant du GeV au TeV [86].*

4.1 Détecteur à Radiation de Transition

Le détecteur à Radiation de transition [87] permet pour des particules chargées :

- de participer à la séparation positons-protons,
- de donner des points supplémentaires à la trace obtenue avec le trajectomètre.

Le détecteur utilise la radiation de rayons X émis par une particule chargée traversant deux milieux possédant des constantes diélectriques différentes. L'énergie de ce rayonnement est directement reliée au facteur de Lorentz γ , avec $\gamma = 1 + \frac{T}{m \cdot c^2}$ où T représente l'énergie cinétique de la particule et m sa masse. Les particules chargées émettent des rayons X visibles par le détecteur pour $\gamma > 10^3$, les protons n'atteignant ce seuil qu'à partir de 300 GeV/c. Le détecteur [88] est formé de 20 couches empilées sur une hauteur de 60 cm. Chacune est l'assemblage de plusieurs modules élémentaires constitués d'un radiateur de 21 mm d'épaisseur et de détecteur à pailles, constitué de 16 tubes placés sur un même plan. Le détecteur comporte 328 modules. Les tubes des quatre premières et dernières couches sont orientés parallèlement au champ magnétique, tandis qu'ils sont perpendiculaires au champ dans les 12 couches centrales. Cette disposition permet de reconstruire la trace en 3 dimensions.

Comme le montre la figure 4.3 gauche, la radiation de transition se produit dans le radiateur de chaque module, qui est constitué d'un assemblage de fibres de polypropylène

de $10\mu\text{m}$, assurant ainsi 200 changements de milieu. A chaque changement de milieu la probabilité d'émettre un rayon X est de 1% dans la gamme d'énergie utile 2-20 keV. Par conséquent, 2 photons sont émis en moyenne dans chaque radiateur traversé. Les photons X sont détectés par les tubes à paille d'un diamètre de 0.6 cm, remplis d'un mélange Xe/CO_2 (80%/20%) avec un fil central sous une tension électrique de 1600 V : il transforme l'énergie du photon en impulsion électrique. Ce signal se superpose au signal de perte d'énergie par ionisation. En comparant l'énergie déposée dans les tubes pour des électrons et des protons, on peut voir clairement dans le spectre des électrons sur la figure 4.3 droite la contribution du rayonnement X au delà de 6 keV. Le pouvoir de rejection obtenu est compris entre 10^2 et 10^3 jusqu'à 300 GeV [88], avec une efficacité pour les électrons de 90%. Au delà de 300 GeV, le facteur de Lorentz des protons devient comparable à celui des électrons, réduisant la séparation.

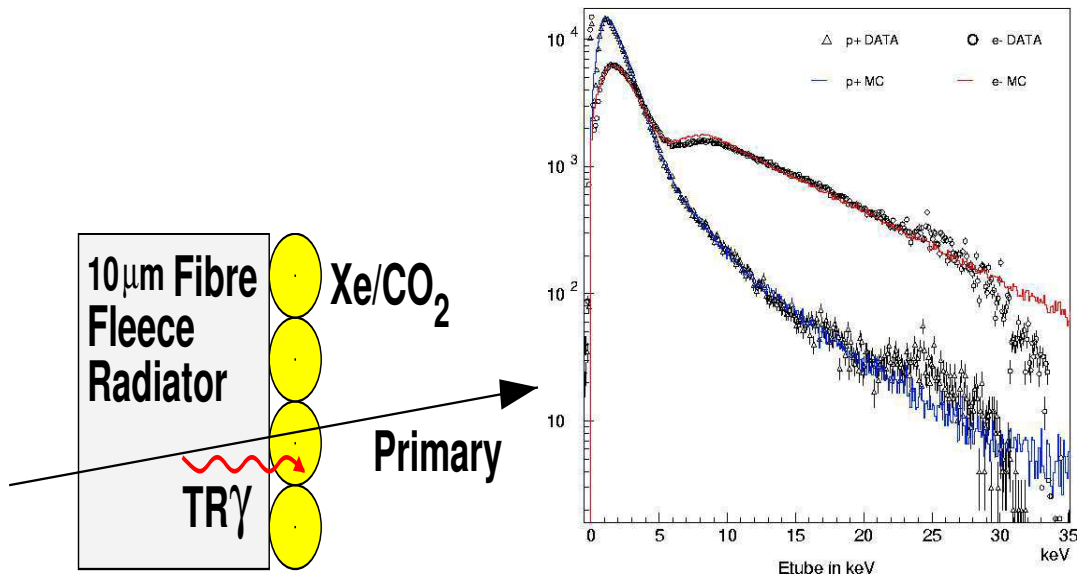


FIG. 4.3 – Principe du fonctionnement d'un module élémentaire du TRD (figure de gauche). Spectre d'énergie en keV mesuré dans les tubes du TRD pour les électrons et les protons. La simulation est comparée aux résultats des tests en faisceau (figure de droite).

4.2 Système de temps de vol (TOF)

Le système de temps de vol [89] a pour mission :

- de constituer le premier niveau de déclenchement de l'expérience pour les particules chargées,
- de donner le sens de parcours de ces dernières.

Ses caractéristiques lui permettent aussi :

- de séparer les e^+ (e^-) des p (\bar{p}) jusqu'à 1.5 GeV par mesure de temps de vol,

- de mesurer la charge absolue de la particule en complément de la mesure du trajectomètre en silicium et du détecteur à effet Čerenkov.

Le système est composé de 4 plans de scintillateurs situés de part et d'autre du trajectomètre par paire. Chaque plan est formé de 8 bandes de scintillateurs rectangulaires (10 pour le troisième plan), d'une largeur de 12 cm et d'une longueur variable n'excédant pas 134 cm, et de scintillateurs trapézoïdaux sur les bords externes. Les plans sont placés perpendiculairement entre eux permettant une lecture en trois dimensions. Une particule chargée traversant une bande de scintillateur perd de l'énergie par ionisation, cette dernière est transformée en lumière qui se propage le long des bandes. La lumière est collectée aux deux extrémités par des photomultiplicateurs. Cette perte d'énergie par ionisation est proportionnelle au carré de la charge.

La caractéristique centrale du compteur de temps de vol est la résolution sur la différence de temps entre chaque paires de plans. Le temps de passage d'une particule chargée est inversement proportionnel à la vitesse de ces dernières. Cette résolution est de 130-140 picosecondes pour les protons. Comme le temps nécessaire à une particule pour voyager d'une paire de plans à l'autre se compte en nanosecondes, le système permet ainsi à la fois de distinguer le sens de parcours des particules et aussi de donner le premier niveau de déclenchement. La résolution sur la vitesse des particules est de l'ordre de 3%.

4.3 Trajectomètre et l'aimant supraconducteur

AMS-02 est la première expérience spatiale à utiliser un aimant supraconducteur de grande dimension [90] [91]. Le rôle de cet aimant est de courber la trajectoire des particules chargées et celui du trajectomètre [92] [93] est de mesurer ces courbures. Ainsi, le trajectomètre et l'aimant ont pour vocation de :

- mesurer avec une grande précision la rigidité R des particules avec $R = \frac{\|\vec{p}\|c}{|Z|.e}$,
- reconstruire la trajectoire d'une particule chargée,
- et de déterminer le signe ainsi que la valeur absolue de la charge de la particule [94]. Cette dernière est complétée par la détermination de charge par le TOF et le RICH.

Le trajectomètre et l'aimant permettront la séparation noyaux-antinoyaux avec les sensibilités suivantes :

$$\frac{\bar{H}e}{He} < 10^{-9} \text{ et } \frac{Antinoyaux}{Noyaux} < 10^{-8} \text{ pour } Z > 2 \text{ pour trois ans de données.}$$

L'aimant est un cylindre avec un diamètre intérieur de 1 m et une hauteur de 83 cm. La figure 4.4 présente la structure principale qui est composée d'une paire de bobine de Helmholtz (hauteur : 1081 mm, largeur : 681 mm) générant la majeure partie du champ magnétique dipolaire dont les lignes de champ sont transverses à l'axe z du cylindre (axe z d'AMS-02). Cet arrangement est complété par 12 bobines de retour de champ plus petites d'une hauteur de 826 mm et de largeur de 306 mm, qui permettent de refermer les lignes de champ autour du dipole, limitant l'interaction du champ des bobines avec l'extérieur. Ce dispositif permet d'obtenir un pouvoir de courbure de $B.L^2 = 0.86 \text{ T.m}^2$ et un champ résiduel à un rayon de 3 mètres inférieur à 3.9 mT. Toutes les bobines supraconductrices

sont placées au coeur d'un réservoir contenant 2500 litres d'hélium superfluide, de diamètre externe de 2.7 m et de hauteur de 1.55 m, permettant par contact thermique de garder les bobines à une température de 1.8 K. Ainsi les bobines supraconductrices sont parcourues par un courant électrique non dissipatif créant le champ magnétique de l'aimant. Pour finir l'aimant est complété, en prévision d'un temps de mission s'étalant de 3 à 5 ans, par un système de refroidissement actif limitant l'évaporation de l'hélium.

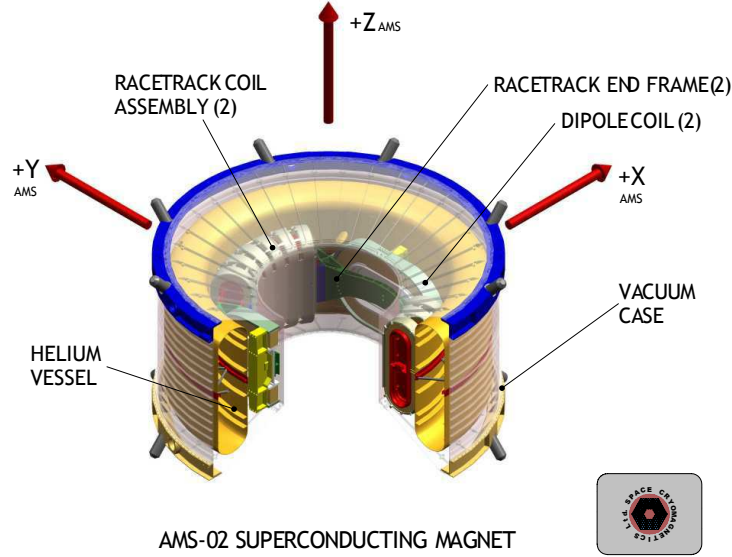


FIG. 4.4 – Schéma de l'aimant d'AMS-02.

Le trajectomètre, installé dans le cylindre intérieur de l'aimant, est composé de 6 plans en silicium doubles encadrés par deux plans simples, soit 8 plans au total, donnant une information en x et y. Les plans de silicium sont composés de 1 ou 2 disques de 1 mètre de diamètre (1.4 m à l'extérieur), formant une surface de $\sim 6 \text{ m}^2$. Pour chaque disque des lames de longueurs différentes sont assemblées où chacune d'entre elles est constituée de plaquettes de silicium ($7.2 \text{ cm} \times 4.1 \text{ cm} \times 300 \text{ }\mu\text{m}$). Les plaquettes de silicium sont dopées p sur une face et dopée n sur l'autre, ce qui au passage d'une particule chargée engendre un courant électrique dont les charges sont collectées sur les surfaces. Chaque plaquette de silicium possède des bandelettes sur les deux faces, de direction orthogonales pour donner les deux coordonnées.

Chaque disque dispose ainsi de deux coordonnées orthogonales par rapport au plan de courbure de l'aimant, avec une précision de $10 \text{ }\mu\text{m}$ sur la face dopée p, située dans le plan de courbure, et $30 \text{ }\mu\text{m}$ sur la face dopée n. La trajectoire peut être reconstituée et permet la détermination du rayon de courbure ρ qui est relié à la rigidité R par la relation $R = \rho.B.c$. La précision de cette résolution spatiale entraîne une résolution de 2% sur la rigidité pour des protons de 1 GeV et 5% pour des protons de 100 GeV comme le montre la figure 4.5.

La sens de déviation de la particule dans le champ magnétique donne le signe de la particule chargée. Et la mesure de l'énergie déposée par ionisation $\frac{dE}{dx}$ permet de déterminer la charge absolue Z de la particule jusqu'à Z=26 (Fer).

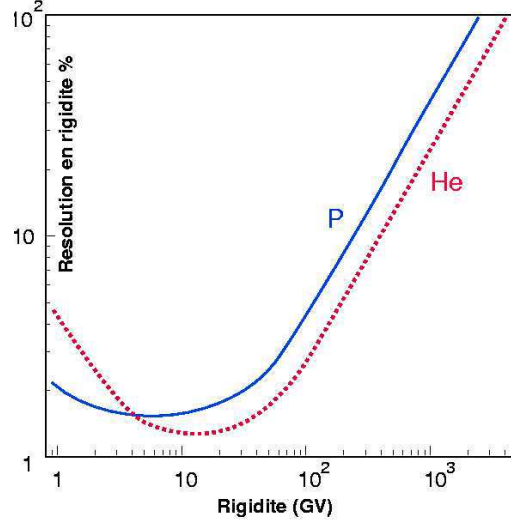


FIG. 4.5 – *Résolution de la rigidité en fonction de cette dernière pour des protons et des noyaux d'hélium.*

4.4 Compteurs Anti-Coincidence

Le compteur anti-coïncidence oppose un veto pour les particules chargées qui ne se trouvent pas dans l'acceptance du détecteur et élimine en partie les particules secondaires créées par l'interaction des particules primaires avec l'environnement du détecteur.

Les compteurs sont constitués de bandes verticales scintillantes de 10 cm de largeur tapissant la face interne du cylindre de l'aimant. La lumière de scintillation est lue aux extrémités des bandes par des photomultiplicateurs. En conclusion, les données ne sont enregistrées que si les compteurs de Temps de vol donnent une réponse positive **et** que les compteurs anti-coïncidence donnent une réponse négative **ou** que de l'énergie est déposée dans le calorimètre.

4.5 Détecteur Čerenkov à Imagerie en Anneaux (RICH)

Le détecteur Čerenkov [95] permet

- d'identifier les éléments jusqu'à $Z \simeq 26$ pour une énergie par nucléon [96] allant jusqu'au TeV,
- de mesurer la vitesse β ,
- de séparer les électrons et les protons jusqu'à 15 GeV.

La figure 4.6 **gauche** illustre la géométrie du détecteur, placé entre le TOF et le calorimètre. Il se présente comme un cône tronqué (diamètre inférieur de 1340 mm, diamètre supérieur de 1200 mm, et hauteur de 468 mm) dont la surface intérieure est recouverte d'un réflecteur pour augmenter l'acceptance. Ce compteur utilise l'effet Čerenkov : une particule chargée traversant un milieu d'indice n avec une vitesse β , plus grande que la

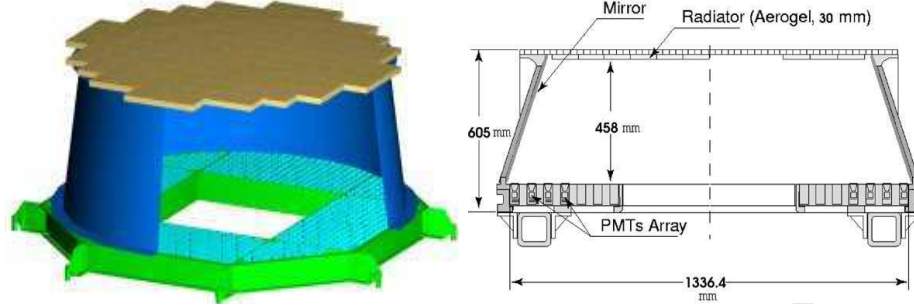


FIG. 4.6 – Vue 3D du RICH d’AMS-02 présentant, du haut vers le bas, le radiateur, le réflecteur conique et le plan de photodétection (**figure de gauche**). Vue de profil du RICH décrivant la structure porteuse des photomultiplicateurs (**figure de droite**).

vitesse de la lumière dans ce milieu, provoque un cône de lumière de demi-angle θ . Cet effet est régi par la relation $\cos(\theta) = \frac{1}{n\beta}$. Ainsi, une particule chargée d’énergie suffisante traversant le radiateur, crée des photons dans l’ultra-violet qui seront collectés 46 cm plus bas par un plan de 134 cm de diamètre contenant 680 photomultiplicateurs dont la disposition est représentée par la figure **4.6 droite**. Il y a au centre de ce plan de détection, un trou qui correspond aux dimensions du calorimètre. Les photons forment un anneau de lumière Čerenkov qui permettra de déduire la vitesse de la particule. Le radiateur est constitué d’aérogel de silice ($n=1.05$) avec un seuil en énergie de 3 GeV, et une pièce centrale de NaF ($n=1.33$) qui possède un seuil de 1 GeV pour augmenter la gamme en énergie.

La précision sur la mesure du rayon de l’anneau donne une résolution de 0.1% sur la valeur de la vitesse, pour une particule de charge unitaire. Le nombre de photons reçu permet de déterminer la norme de la charge électrique donnant l’identité de la particule jusqu’à $Z \simeq 26$. En combinant la mesure de l’impulsion du trajectomètre, le détecteur Čerenkov permet de séparer les isotopes jusqu’à $A \simeq 25$ pour une énergie de ~ 10 GeV par nucléon.

4.6 Calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique [97] [98] mesure l’énergie des particules électromagnétiques (photons, électrons et positons) du GeV au TeV [99], et permet aussi la visualisation tridimensionnelle des gerbes. Ces caractéristiques permettent d’obtenir un pouvoir de séparation des particules électromagnétiques face aux protons de l’ordre de 10^3 . Le calorimètre dispose aussi d’un déclenchement dédié aux γ non convertis.

Le calorimètre est un assemblage de plomb et de fibres scintillantes, représenté sur la figure **4.7 gauche**. Sa surface active est de $648 \times 648 \text{ mm}^2$. Le calorimètre est formé de 9 supercouches, d’une épaisseur de 18.5 mm, constituées de fibres, de 1 mm de diamètre intercalées avec 11 feuilles de plomb de 1.68 mm d’épaisseur comme le montre la figure **4.7 droite**.

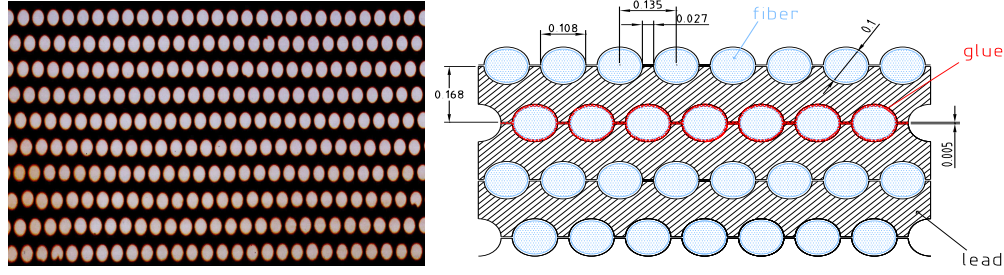


FIG. 4.7 – *Fibres scintillantes illuminées (figure de gauche). Structure fibre-plomb d'une supercouche dont les dimensions sont en cm (figure de gauche).*

Les supercouches sont disposées de façon à orienter les fibres perpendiculairement d'un plan à l'autre comme le montre la figure 4.8 gauche, ce qui permet d'avoir une information alternativement en X et en Y.

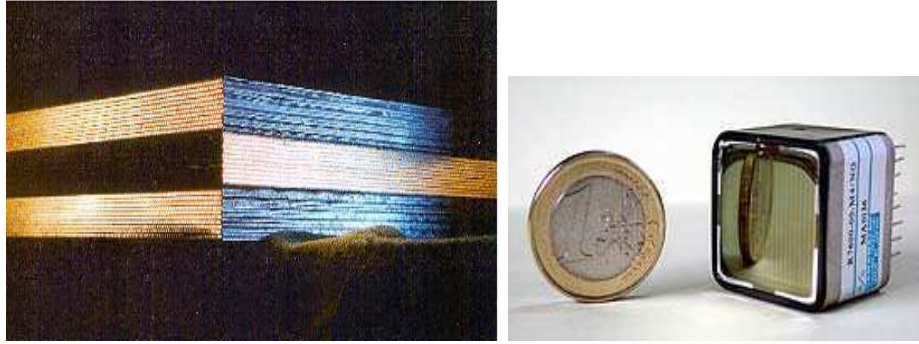


FIG. 4.8 – *Photographie de trois supercouches empilées perpendiculairement l'une par rapport à l'autre (figure de gauche). Photographie d'un photomultiplicateur 4-anodes du calorimètre ($2.57 \times 2.57 \text{ cm}^2$) (figure de gauche).*

Une particule électromagnétique interagit avec le plomb perdant son énergie dans le calorimètre sous forme de gerbe étroite. En effet à proximité des noyaux de plomb, les photons produisent des paires $\gamma \rightarrow e^+e^-$. Les leptons obtenus produisent des photons par rayonnement de freinage dans la matière (Bremsstrahlung) : $e \rightarrow e\gamma$. Ces réactions se succèdent dégradant l'énergie de la particule. Les fibres scintillantes, en polystyrène dopé, excitées par la passage de la gerbe se dés excitent en émettant de la lumière guidée le long des fibres et collectée à un bout par des photomultiplicateurs 4-anodes, Hamamastu R7600 00-M4, représenté sur la figure 4.8 droite.

Chaque supercouche est lue par 36 photomultiplicateurs situés de part et d'autre, soit 324 au total. Au final, la gerbe est segmentée longitudinalement en 18 mesures. D'autre part, chaque anode représente latéralement environ un demi rayon de Molière. Cette configuration permet d'avoir une information tridimensionnelle de la trajectoire.

Le calorimètre représente longitudinalement 16 longueurs de radiation (X_0), et 0.75 longueur d'interaction hadronique. L'énergie est mesurée avec une résolution inférieure à

5% de 10 GeV au TeV [100] [101]. La direction de la trajectoire est reconstruite avec une résolution angulaire de l'ordre du degré. En s'appuyant sur les caractéristiques de la gerbe on peut obtenir un facteur de séparation e/p de l'ordre de 10^3 , et combiné avec le trajectomètre supérieur à 10^4 . L'étude du pouvoir de séparation entre hadrons et particules électromagnétiques dans le calorimètre fait l'objet du chapitre 5.

Chapitre 5

Séparation positons/protons dans le calorimètre. Applications aux données des tests en faisceaux de 2002.

Sommaire

5.1	Capacité de separation e/p du calorimètre	66
5.1.1	Comportement électromagnétique	66
5.1.2	Comportement hadronique	67
5.1.3	Variables	68
5.2	Analyse multi-variables	72
5.2.1	Analyse linéaire discriminante	72
5.2.2	Réseau de neurones	72
5.3	Tests en faisceaux 2002	75
5.3.1	Contexte et stratégie pour la séparation électron-proton	76
5.3.2	Simulation des tests en faisceaux	76
5.3.3	Qualité et composition des faisceaux	76
5.3.4	Présélection	87
5.3.5	Analyse	89
5.3.6	Etude des erreurs statistiques et systématiques	93
5.3.7	Contrôles approfondis	97
5.4	Conclusion	101

5.1 Capacité de separation e/p du calorimètre

En mesurant l'énergie des particules électromagnétiques, dans la gamme d'énergie du GeV au TeV, tout en visualisant la géométrie de la gerbe, le calorimètre est capable de séparer les particules électromagnétiques des particules hadroniques, comme par exemple les protons. Cette séparation s'appuie sur les comportements différents de ces particules dans le calorimètre permettant de construire des variables caractéristiques qui seront utilisées dans les analyses de séparation.

5.1.1 Comportement électromagnétique

Un photon ou un électron (positon) de haute énergie interagissant avec la matière du calorimètre est soumis respectivement au processus de création de paire électron-positon ou au Bremsstrahlung. Au dessus de 1 GeV ces processus ont des sections efficaces indépendantes de l'énergie. La succession de ces mécanismes de perte d'énergie sont à l'origine d'une cascade d'électrons, positons, et de photons dans le détecteur. Le développement de la gerbe atteint son maximum caractérisé par un nombre important de particules. A partir de ce point, lorsque l'énergie moyenne par particule devient assez faible pour limiter la création de particule, la gerbe décroît lentement perdant de l'énergie par ionisation pour les électrons, et par diffusion Compton pour les photons. Ce changement de régime survient quand l'énergie des secondaires approche l'énergie critique E_C du matériau, défini comme l'énergie pour laquelle le taux de perte d'énergie par Bremsstrahlung est égal à celui de perte d'énergie par ionisation. On utilise un paramétrage approximatif pour l'énergie critique, valable pour les liquides et les solides, qui est $E_C = \frac{610 \text{ MeV}}{Z+1.2}$, Z étant le nombre atomique du matériau. Dans le cas du calorimètre, $Z \simeq 82$, on a alors $E_C \simeq 7.33 \text{ MeV}$. Une étude rigoureuse décrivant le profil longitudinal du dépôt d'énergie dans une cascade électromagnétique a été proposée par Rossi [102] avec les hypothèses suivantes :

- la section efficace pour l'ionisation est indépendante de l'énergie, donc $\frac{dE}{dx} = -\frac{E_C}{X_0}$,
- la diffusion multiple et la diffusion Compton sont négligées,
- la gerbe est traitée dans une seule dimension.

Les calculs de Rossi ont été améliorés, contrôlés par des expériences avec différents matériaux, reproduits en détail dans des simulations Monte-Carlo. Le profil longitudinal moyen d'une gerbe électromagnétique est décrit par la formule analytique [103] :

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{b^{(\alpha+1)}}{\Gamma(\alpha+1)} t^\alpha e^{-bt} \quad (5.1)$$

où $t = \frac{x}{X_0}$ représente la profondeur en unité de longueur de radiation X_0 , E_0 est l'énergie de la particule incidente, Γ est la fonction gamma d'Euler, et le paramètre $b \approx 0.5$ dépend faiblement de Z . Le maximum t_{max} arrive à $\frac{\alpha}{b}$ et peut être exprimé en fonction de E_0 comme

$$t_{max} = \frac{\alpha}{b} = \log\left(\frac{E_0}{E_C}\right) + C_j \quad \text{où } j = e, \gamma \quad (5.2)$$

avec $C_e = -0.5$ pour une cascade induite par un électron et $C_\gamma = +0.5$ pour une cascade provoquée par un photon [104]. La profondeur de matériau nécessaire pour contenir

longitudinalement 98% de la gerbe est estimée à environ $2.5 t_{max}$ dans la gamme de 10 GeV à 1 TeV.

L'étalement latéral de la gerbe est dû d'une part à l'angle d'ouverture de la production de paire et au Bremsstrahlung, $\theta_{paire,brem} \sim \frac{m_e c^2}{E}$ (E est l'énergie du photon ou de l'électron), et d'autre part à la diffusion multiple des électrons (positons) dans l'absorbeur. Le deuxième processus devient dominant quand l'énergie de la cascade diminue, et élargie la gerbe. Le développement transverse, dans différents matériaux, est caractérisé par le rayon de Molière défini comme :

$$R_M = X_0 \frac{E_S}{E_C} \quad (5.3)$$

avec $E_S \approx 21$ MeV. Ainsi, en moyenne 90% de l'énergie de la gerbe est contenu dans un cylindre de rayon R_M , et 99% de l'énergie dans $3.5 R_M$ [105].

5.1.2 Comportement hadronique

Contrairement aux gerbes électromagnétiques, il n'existe pas de description simple du développement des gerbes hadroniques. Les gerbes hadroniques sont dominées par une succession de collisions inélastiques entre les particules de la cascade et les nucléons du matériau. Ces interactions sont caractérisées par la production de particules multiples avec un moment transverse qui prend la moitié de l'énergie disponible lors de la collision. Les secondaires sont principalement des pions et des nucléons. Comme une partie importante des secondaires sont des pions se désintégrant à travers le processus $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, une partie de l'énergie incidente E ($\sim 0.1 \log E(\text{GeV})$) est converti en un cœur électromagnétique contenu dans la gerbe hadronique [106]. La deuxième partie de la cascade de particules est constituée de fragments de noyaux ou de désexcitation de ces mêmes fragments donnant des protons, neutrons ou des photons dans une gamme d'énergie de 1 à 10 MeV. La dernière partie est constituée de réactions ne donnant pas de signaux observables comme la perte d'énergie due aux neutrinos ou aux neutrons lents.

L'échelle spatiale de développement de la gerbe hadronique est donnée par la longueur d'absorption nucléaire λ . Pour les éléments lourds la valeur de λ est très supérieure à la longueur de radiation X_0 ¹, impliquant une grande quantité de matériau pour contenir la gerbe hadronique par rapport à une gerbe électromagnétique de même énergie. Le profil longitudinal augmente rapidement sous l'effet de la composante électromagnétique, et après le maximum la cascade est dominée par la composante hadronique faisant décroître lentement la gerbe. Le maximum de la gerbe t_{max} dans le plomb est paramétré selon la formule :

$$t_{max} = 0.6 \ln E - 0.2 \quad (5.4)$$

où t_{max} est exprimé en unité de λ et E est l'énergie incidente en GeV [107]. Ainsi, le maximum de gerbe pour un protons de 10 GeV se situe alors à 21 cm, c'est à dire au delà des dimensions du calorimètre.

¹Pour le Pb : $\lambda = 18.5$ cm et $X_0 = 0.56$ cm.

Dans l'hypothèse où la gerbe est contenue dans le calorimètre, l'énergie vue par le détecteur est proportionnelle au hadron primaire, mais se trouve être plus petite que l'énergie mesurée pour un électron de même énergie incidente, car une partie de l'énergie du hadron primaire n'est pas détectée.

Ainsi dans le calorimètre, la discrimination entre une gerbe électromagnétique et hadronique est basée sur la différence des profils de gerbe. L'utilisation de matériau maximisant le rapport entre l'absorption et la longueur de radiation $\frac{\lambda}{X_0}$ tel que le plomb permet une grande discrimination e/h. La profondeur du calorimètre est équivalente à $16 X_0$ et à environs 0.75λ . Elle permet de contenir les gerbes électromagnétiques, et les protons ont une probabilité d'interagir de :

$$P = 1 - e^{-T/\lambda} \simeq 1 - e^{-0.75} = 0.5. \quad (5.5)$$

Dans les 50% des cas où les protons ne font pas d'interactions, ils ionisent de façon minimale le matériau ; on parle alors de Particule au Minimum d'Ionisation (MIP). Ces particules forment une trace droite sans étalement latéral.

5.1.3 Variables

La différence de comportement électromagnétique et hadronique dans le calorimètre permet de construire des variables discriminantes. Une sélection de ces variables est présentée de la figure 5.1 à la figure 5.8 où est illustré le pouvoir de séparation de chacune d'entre elles. Ces variables sont regroupées en trois catégories qui sont les variables basées sur le profil longitudinal de l'événement, sur le profil latéral et sur le comportement global. Ces variables seront utilisées tout au long de ce travail dans l'étude de la séparation des électrons ou des positons face aux hadrons. Les variables sont présentées pour des électrons de 50 GeV et des protons de 113 GeV, ces derniers étant les plus susceptibles de déposer une énergie de 50 GeV dans le calorimètre.

Comportement longitudinal

La première variable est la position du maximum de la gerbe dans le calorimètre obtenue en ajustant l'équation 5.1 sur le développement longitudinal de chaque gerbe. La position du maximum de la gerbe est obtenue grâce à la relation 5.2, sa distribution est représentée sur la figure 5.1 pour des électrons et des protons. D'autres variables peuvent être construites à partir de la fraction d'énergie déposée dans un certain nombre de supercouches. Ainsi, quatre variables ont été construites sur la fraction d'énergie déposée dans les 3 premières ou dernières supercouches, et dans les 5 premières ou dernières. La figure 5.2 présente l'une d'entre elles : la fraction d'énergie déposée dans les 3 dernières supercouches.

Comportement latéral

Concernant le comportement latéral, les variables quantifient la répartition des cellules touchées dans le plan perpendiculaire à l'axe principal de la gerbe, reconstruit à partir des

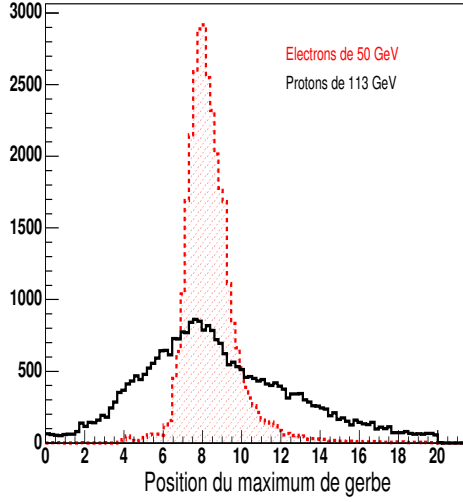


FIG. 5.1 – *Position du maximum de la gerbe en unité de cellule pour des électrons de 50 GeV (rouge) et des protons de 113 GeV (noir).*

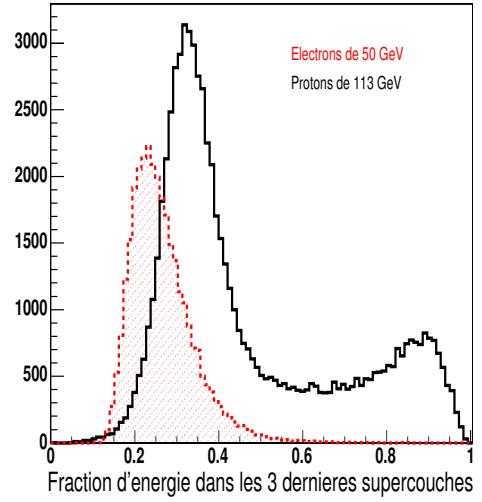


FIG. 5.2 – *Fraction d'énergie déposée dans les 3 dernières supercouches pour des électrons de 50 GeV (rouge) et des protons de 113 GeV (noir).*

barycentres de chaque couche. Ainsi, la figure 5.3 présente la fraction d'énergie déposée 2 cm autour de l'axe de la gerbe.

La figure 5.4 illustre la variable "Thrust" [108] qui représente la collimation de la gerbe. Cette variable s'appuie sur le fait que la gerbe électromagnétique possède une symétrie axiale autour de son axe. Le "Thrust" est défini comme :

$$Thrust = \frac{\sum_i^{cellule} |\vec{n} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_i^{cellule} |\vec{p}_i|} \quad (5.6)$$

où le vecteur \vec{n} est suivant l'axe de la gerbe et \vec{p}_i est le vecteur associé à chaque cellule i depuis le point d'entrée de la gerbe et avec pour norme l'énergie déposée dans la cellule. Si les cellules touchées sont plutôt réparties le long de l'axe, le "Thrust" est égal à 1. Dans le cas de particules électromagnétiques les gerbes sont très collimées comme cela est montré sur la figure 5.4.

La variable de la figure 5.5 est la variance de la position des cellules touchées sur tous les plans du calorimètre que l'on écrit :

$$Variance_{cellules} = \sum_j^{plan} \sum_i^{cellule} (x_i - \overline{x_{planj}})^2 E_i, \quad (5.7)$$

où :

$$\overline{x_{planj}} = \frac{\sum_k^{cellule} x_k \cdot E_k}{\sum_k^{cellule} E_k}. \quad (5.8)$$

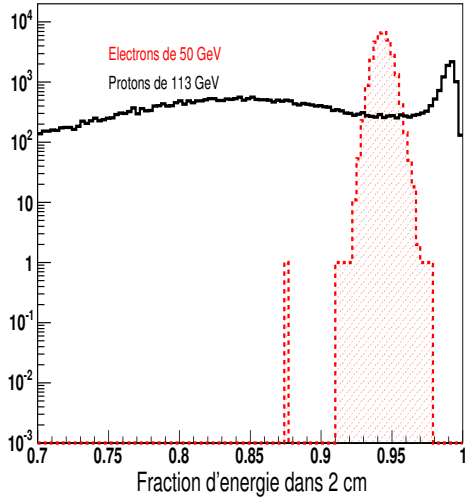


FIG. 5.3 – *Fraction d'énergie déposée 2cm autour de l'axe principal de la gerbe pour des électrons de 50 GeV (rouge) et des protons de 113 GeV (noir).*

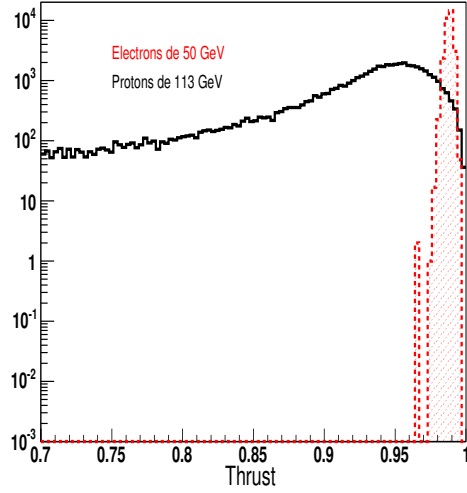


FIG. 5.4 – *Variable Thrust pour des électrons de 50 GeV (rouge) et des protons de 113 GeV (noir).*

La variance quantifie l'étalement de la gerbe dans chaque couche.

L'ellipsité caractérise la forme de la gerbe projetée dans le plan transverse à sa progression. Si on assimile cette projection à une ellipse, deux variables caractéristiques de l'étalement suivant le petit et le grand axe peuvent être calculés. La figure 5.6 représente l'ellipsité suivant le petit axe. Dans le cas où la gerbe est électromagnétique l'ellipse tend à être un cercle et l'ellipsité suivant le petit axe et le grand axe tendent tous deux vers 1.

Comportement global

L'énergie moyenne par pixel est représentée sur la figure 5.7. Dans le cas d'électrons d'énergie donnée, le nombre de cellules touchées variant peu, la distribution est directement reliée à l'énergie déposée par cette dernière.

La variable appelée "pied de gerbe" représente l'aire couverte par la gerbe dans le calorimètre. Elle est obtenue par le déterminant de la matrice de covariance des centres de gravité des cellules touchées. La matrice M_{CDG} est la somme de M_{xz} et M_{yz} qui sont les matrices de covariances calculées suivant les deux vues orthogonales du calorimètre :

$$M_{az} = \sqrt{\begin{vmatrix} \sigma_a^2 & \sigma_{az} \\ \sigma_{az} & \sigma_z^2 \end{vmatrix}} \quad \text{où } a = x, y. \quad (5.9)$$

Les termes σ_a^2 et σ_{az} sont calculés de la façon suivante :

$$\sigma_z^2 = \frac{\sum_i^{cell} (z_i - \bar{z})^2 E_i}{\sum_i^{cell} E_i} \quad \sigma_a^2 = \frac{\sum_i^{cell} (a_i - \bar{a})^2 E_i}{\sum_i^{cell} E_i} \quad a = x, y \quad (5.10)$$

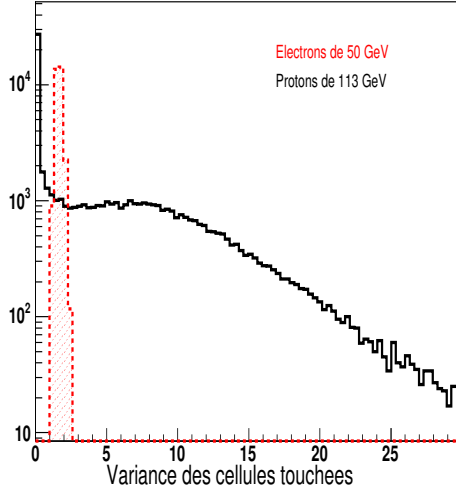


FIG. 5.5 – *Variance des cellules touchées pour des électrons de 50 GeV (rouge) et des protons de 113 GeV (noir).*

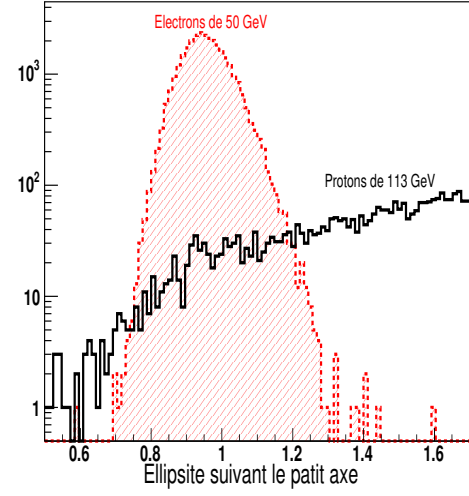


FIG. 5.6 – *Ellipsité suivant le petit axe pour des électrons de 50 GeV (rouge) et des protons de 113 GeV (noir).*

où \bar{z} et \bar{a} représente les centres de gravité suivant l'axe considéré. Comme les gerbes électromagnétiques sont moins étalées, la variable "pied de gerbe" est souvent plus petite que pour les hadrons comme l'illustre la figure 5.8.

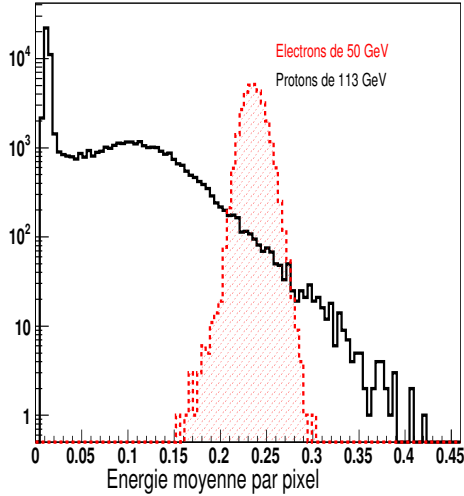


FIG. 5.7 – *Énergie moyenne déposée par cellule pour des électrons de 50 GeV (rouge) et des protons de 113 GeV (noir).*

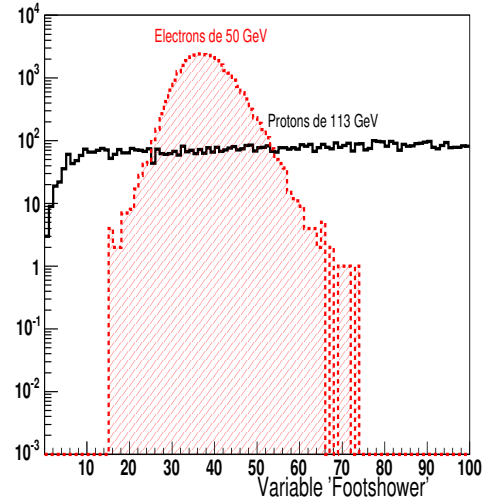


FIG. 5.8 – *Variable "pied de gerbe" pour des électrons de 50 GeV (rouge) et des protons de 113 GeV (noir).*

5.2 Analyse multi-variables

Pour l'étude de la séparation des positons face aux hadrons, l'analyse utilisée sélectionne plusieurs variables caractéristiques du comportement des gerbes. Ces variables sont ensuite utilisées en entrée d'un réseau de neurones qui pour chaque combinaison des valeurs des variables considérées donne une probabilité que l'événement soit ou non un positon. Le choix préalable des variables s'effectue grâce à une méthode d'analyse linéaire discriminante qui donne le pouvoir discriminant et la corrélation des variables testées.

5.2.1 Analyse linéaire discriminante

Le choix des variables utilisées, dans l'analyse de séparation des protons face aux électrons et aux positons, est déterminé par leur capacité à séparer les signatures. Ce pouvoir de séparation peut s'obtenir par la méthode L.D.A (Linear Discriminant Analysis) [109] qui donne une hiérarchie entre les variables. La méthode calcule la valeur moyenne de chaque variable² séparément pour les deux types de populations ainsi que la valeur moyenne pour tous les événements. La matrice de covariance T peut se décomposer en deux sous-matrices de covariance :

$$T = B + W \quad (5.11)$$

où W représente l'écart, pour une variable donnée, de la valeur de l'événement à la valeur moyenne pour chaque type de particules, donnant accès à la largeur de la distribution de cette variable. B représente l'écart, pour une variable donnée, entre la valeur attendue pour une particule et celle attendue pour tous les événements, donnant l'écart entre les distributions propres des particules d'une variable. Le but de la méthode est de minimiser la contribution de W et de maximiser celle de B . En résumé, la méthode cherche les distributions les plus distinctes et les plus étroites. La méthode maximise la valeur $f(i)$ nommée pouvoir discriminant

$$f(i) = \frac{B_{ii}}{W_{ii}}. \quad (5.12)$$

Le résultat de cette méthode classe les variables de 0 à 1 selon leur pouvoir discriminant. En outre, la méthode fournit le niveau de corrélation des variables entre elles permettant de restreindre le choix des variables aux moins corrélées.

5.2.2 Réseau de neurones

Les variables sélectionnées sont alors utilisées dans un réseau de neurones dont le principe est rappelé dans le premier paragraphe. Son utilisation sera ensuite illustrée par un exemple.

²S'appuyant sur des moyennes, la méthode se trouve mal appropriée pour des variables où la valeur moyenne est identique pour les deux types de particules. Cette difficulté peut être contournée en prenant par exemple avec la valeur absolue de la variable.

Principe

Le principe du réseau de neurones est de séparer deux populations en utilisant plusieurs variables discriminantes. Ces variables constituent l'entrée du réseau, et le résultat constituant la sortie. Ces variables sont alors reliées à la structure du réseau. Le réseau est constitué de noeuds, appelés neurones. Chaque neurone doit être assimilé à une fonction de transfert transmettant aux neurones connectés une certaine information. A chaque lien entre les neurones est associé un poids ω . Ainsi la fonction de transfert d'un neurone dépend de l'état des neurones qui lui sont liés, des poids qui régissent leurs liens, et accessoirement du seuil du neurone. Les neurones qui font le lien entre les neurones d'entrées et ceux de sorties font partie des couches internes. Ces couches internes rendent compte du caractère non linéaire entre l'entrée et la sortie [110]. La figure 5.9 nous montre un réseau qui ne possède pas de couche interne. Ce réseau ne peut posséder qu'une seule condition pour séparer les signaux au niveau du neurone de sortie. Il ne peut donc séparer que les signaux linéairement indépendants. Ce type de réseau n'est pas exploitable lorsque les distributions se superposent, l'utilisation alors d'une couche interne devient nécessaire.

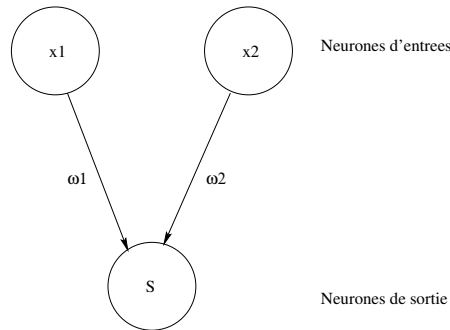


FIG. 5.9 – Réseau sans couche interne.

L'architecture choisie pour notre analyse est dite "feed-forward" c'est à dire que les réseaux ne communiquent que vers l'avant et donc par conséquent cette structure n'utilise pas de rétroaction comme le montre la figure 5.10. Cette architecture dispose de neurones d'entrée où seront placées les variables discriminantes, d'au moins une couche interne, et d'un neurone de sortie donnant le résultat de la séparation.

L'utilisation d'un réseau de neurones se fait en deux phases, la première consiste à entraîner le réseau et la deuxième concerne l'analyse à proprement parlé. La phase d'apprentissage du réseau consiste à déterminer l'ensemble des poids associés aux deux types de population pour les variables discriminantes désignées. Les populations utilisées pour cette phase sont connues, et peuvent être issues de simulation. Les poids sont déterminés par une méthode de moindre carré, multidimensionnelle et non linéaire. Les poids sont ajustés de manière à minimiser l'erreur entre la réponse désirée et la réponse obtenue [110]. Une fois que la valeur pour l'erreur est la plus basse, les poids sont gelés et prêts à être utilisés pour l'analyse de données. L'apprentissage nécessite deux lots d'événements différents en nombre suffisant. Pour l'analyse, les valeurs du jeu de variables sont placées dans les neurones d'entrée et le résultat est donné au niveau du neurone de sortie.

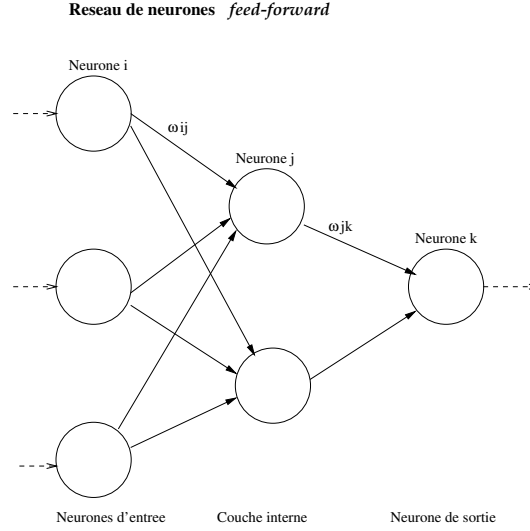


FIG. 5.10 – Réseau de neurones utilisé pour séparer un signal d'un bruit de fond.

Exemple

A titre d'exemple, un réseau de neurones a été entraîné avec des électrons de 50 GeV et des protons de 113 GeV et les variables présentées précédemment.

La sortie du réseau donne idéalement la valeur $+1$ pour les électrons et -1 pour les protons. Entre ces deux valeurs, on a les cas intermédiaires comme le montre la figure 5.11 où le comportement des particules se rapprochent d'un électron ou d'un proton. On

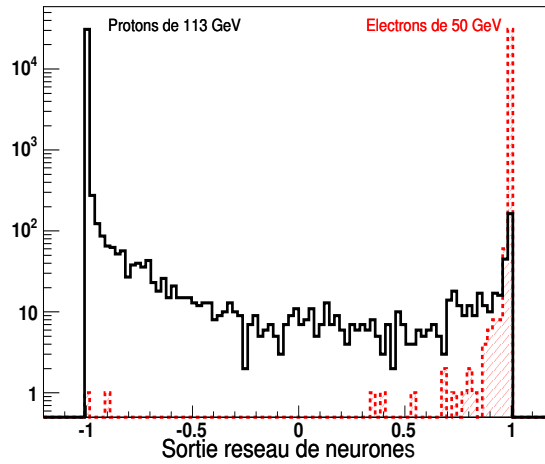


FIG. 5.11 – Réseau de neurones utilisé pour séparer un signal d'électrons d'un bruit de fond de protons.

place traditionnellement une coupure sur la sortie du réseau de neurones de façon à garder 95% des électrons et on compte le pourcentage de protons qui satisfont cette coupure.

5.3 Tests en faisceaux 2002

En juillet 2002, le modèle d'ingénierie du calorimètre électromagnétique a été installé sur la ligne faisceau H6A du SPS au CERN. Le calorimètre a été testé avec plusieurs types de particules : des muons, des électrons dans la gamme d'énergie [3-180] GeV, des protons avec une énergie de 120 GeV. Plusieurs objectifs étaient visés lors de ces tests :

- vérifier les performances de la chaîne d'électronique,
- déterminer les performances du calorimètre en terme de résolution énergétique et angulaire,
- évaluer le pouvoir de séparation des protons face aux électrons,
- valider l'utilisation des signaux analogiques de dynode des PMs pour le déclenchement autonome du calorimètre.

Les conditions des tests en faisceaux limitent les conclusions concernant la séparation électron-proton. Il faut donc rappeler que, pour les tests, on ne disposait pas :

- d'identification externe pour les particules,
- de mesure précise du point d'entrée des particules.

D'autre part, le calorimètre était partiellement équipé avec 63 photomultiplicateurs sur les 324 prévus, c'est à dire que la surface active du calorimètre était de $126 \times 126 \text{ mm}^2$ comme le montre la figure 5.12.

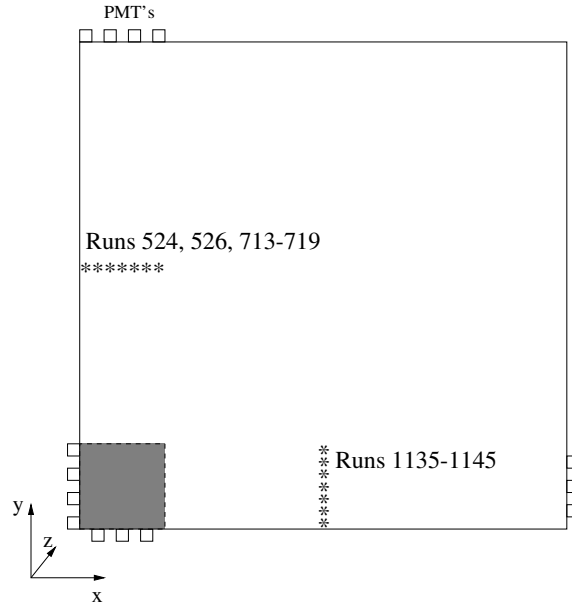


FIG. 5.12 – Représentation du calorimètre en vue de dessus avec l'emplacement des photomultiplicateurs et la zone active en gris. L'axe du faisceau est suivant l'axe z.

5.3.1 Contexte et stratégie pour la séparation électron-proton

Pour étudier la séparation électrons protons (e/p)³ ne disposant que d'une énergie de protons à 120 GeV, l'étude s'est faite avec des électrons de 50 GeV et de 30 GeV. La première configuration représente le cas le plus défavorable qui puisse se présenter. En effet, pour une énergie donnée d'électron E_e , on observe que l'énergie des protons les plus contaminants, c'est à dire les protons les plus difficiles à séparer des électrons, est $E_p = \sqrt[0.87]{\frac{E_{pcalo}}{0.82}}$ [111] où E_{pcalo} est l'énergie déposée dans le calorimètre par le proton. Ainsi au niveau du calorimètre, les événements protons les plus gênants sont ceux déposant la même énergie que l'électron considérée c'est à dire $E_{pcalo} = E_e$. Comme les énergies des électrons considérées pour cette étude sont 50 et 30 GeV, la relation se réduit à $E_p \simeq 2 \times E_e$.

La stratégie retenue pour ces tests en faisceaux est de se placer dans la configuration d'analyse la plus proche de celle qui peut être utilisée pour les données d'AMS-02 : le réseau de neurones est entraîné avec les données de simulation et appliqué sur les données des tests en faisceaux [112]. Cette méthode a l'avantage de disposer d'une statistique suffisante pour l'entraînement du réseau. En contre partie, un bon accord entre la simulation Monte-Carlo et les données est souhaitable. Les désaccords doivent être contrôlés [113] et apparaître dans les erreurs systématiques.

5.3.2 Simulation des tests en faisceaux

La simulation des tests en faisceaux utilise une simulation standard d'AMS-02 (mars 2002) basée sur la version de GEANT 3.21/14 où les particules sont engendrées juste au dessus du calorimètre. Elle tient compte en outre :

- de la surface active du calorimètre (figure 5.12),
- des canaux défectueux,
- des coordonnées d'entrées du faisceau ainsi que de l'angle des particules,
- de la taille du faisceau, qui sera étudiée dans le paragraphe 5.3.3.

5.3.3 Qualité et composition des faisceaux

Ne disposant pas d'identification externe de particules et de mesure du point d'impact lors de ces tests, la compréhension de la qualité et de la composition des faisceaux est un élément important de l'analyse. Cette section s'intéresse :

- à l'influence de la taille du faisceau sur les distributions,
- à la compréhension de la contamination dans les faisceaux d'électrons : le fond est composé en partie d'événements empilés qui se révèlent être plus délicats à supprimer que les protons, les kaons et les pions pour lesquels une coupure en énergie est utilisée.

³La séparation électrons protons est identique à la séparation positons protons du point de vue du calorimètre.

Taille du faisceau

Pendant les tests en faisceaux, la taille du faisceau était d'environ 1.8 cm suivant l'axe horizontal X et 0.9 cm suivant Y. Ces valeurs n'étant que des estimations, deux simulations ont été produites pour étudier l'effet de la taille du faisceau. Les simulations sont :

- **MC-1** : Les particules sont générées sur un point fixe, perpendiculairement au calorimètre, correspondant à la position nominale du faisceau.
- **MC-2** : Les particules sont générées sur un rectangle de dimension 1.8 cm en X et 0.9 cm en Y autour de la position nominale du faisceau.

Les figures 5.13 et 5.14 illustrent la sensibilité des distributions énergétiques longitudinales aux différents types de simulation Monte-Carlo.

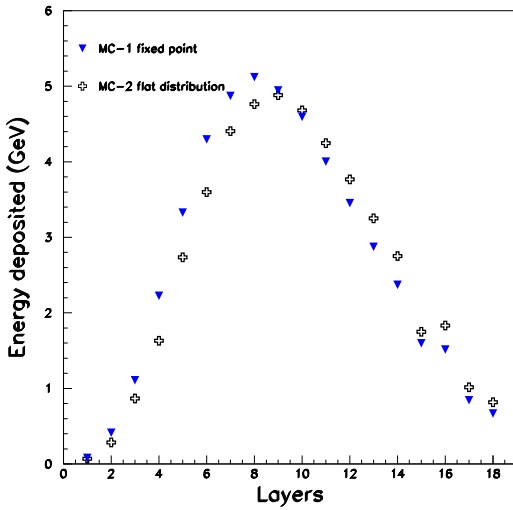


FIG. 5.13 – Profil longitudinal d'électrons de 50 GeV générés suivant les simulations MC-1 (triangle) et MC-2 (croix).

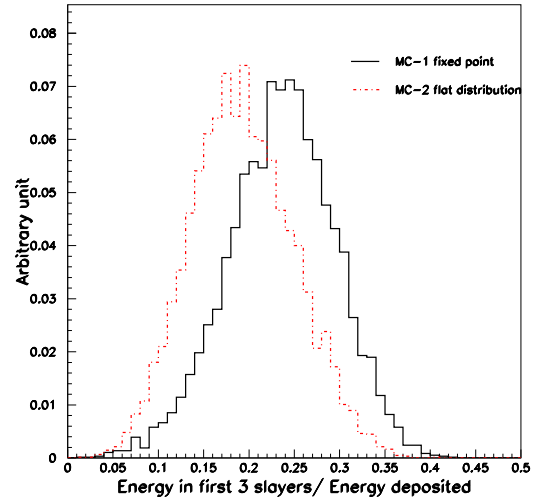


FIG. 5.14 – Fraction d'énergie déposée dans les trois premières supercouches pour des électrons de 50 GeV et pour les deux types de simulation.

Elles mettent en évidence une différence notable de comportement entre les deux simulations. La seconde simulation donne un meilleur accord avec les données comme le démontrent les figures 5.15 et 5.16. Elle sera donc utilisée par la suite.

L'origine des différences dans le profil longitudinal a été comprise grâce à des études plus détaillées sur des événements simulés. La figure 5.17 représente la dépendance de la fraction d'énergie déposée dans les trois premières supercouches par rapport à la coordonnée de génération Y de la simulation : la dépendance obtenue suit la position des fibres comme le montre la figure 5.17. La figure 5.18 présente de manière plus fine la dépendance en montrant uniquement l'énergie déposée dans la deuxième supercouche en

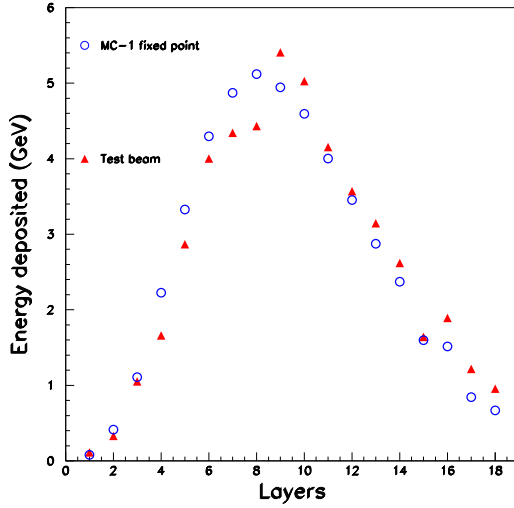


FIG. 5.15 – Profil longitudinal d'électrons de 50 GeV générés suivant la simulation MC-1 comparé à celui des données.

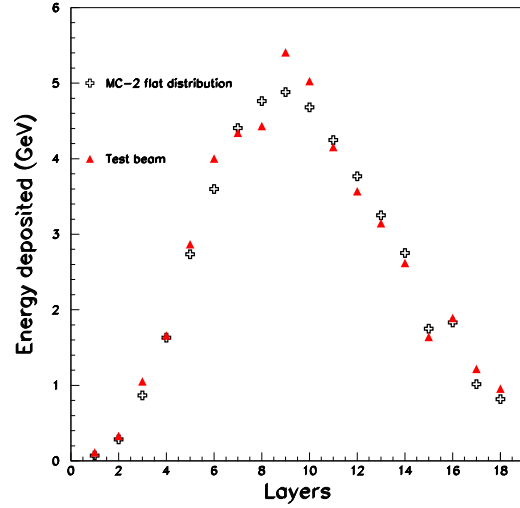


FIG. 5.16 – Profil longitudinal d'électrons de 50 GeV générés suivant la simulation MC-2 comparé à celui des données.

fonction de la position Y de génération⁴. Dans cette figure la première et la deuxième couche de fibres sont clairement visibles. En utilisant la simulation MC-2, l'effet sur le comportement longitudinal est moyenné, tandis qu'il est maximisé en un point (ou minimisé) quand on utilise MC-1. C'est cet effet qui est visible sur la figure 5.14 où la simulation MC-1 maximise l'énergie déposée dans les premiers plans par rapport à la simulation MC-2 qui représente un comportement moyen.

Cette étude a montré que la simulation est sensible à la position des fibres ; il serait intéressant de retrouver cet aspect dans les données. Avant tout, il est nécessaire de reconstruire dans les données, la direction de la gerbe pour en déduire les coordonnées du point d'entrée de la particule. La direction de la gerbe est reconstruite en utilisant la méthode des barycentres dans chaque plan séparément en X et Y. Ensuite à partir de cette direction on ajuste la trajectoire de la gerbe et on extrapole la position dans le premier plan. Cette reconstruction est naturellement biaisée et reconstruit préférentiellement les barycentres au centre des cellules. Pour comprendre l'effet de ce biais, cette reconstruction est testée dans les données simulées. On peut alors comparer les points d'entrée reconstruits avec les points d'entrée réels. Cette comparaison est illustrée par la figure 5.19 montrant bien que la reconstruction place les barycentres au centre des cellules. La dépendance en fonction de Y reconstruit est alors fortement atténuée comme le montre la figure 5.20 dans le cas de la simulation MC-2⁵.

⁴L'énergie de la première super-couche n'est pas assez importante pour extraire ce comportement suivant l'axe X.

⁵Ce biais apparaît également en utilisant la direction de gerbe reconstruite fourni par la reconstruction standard d'AMS.

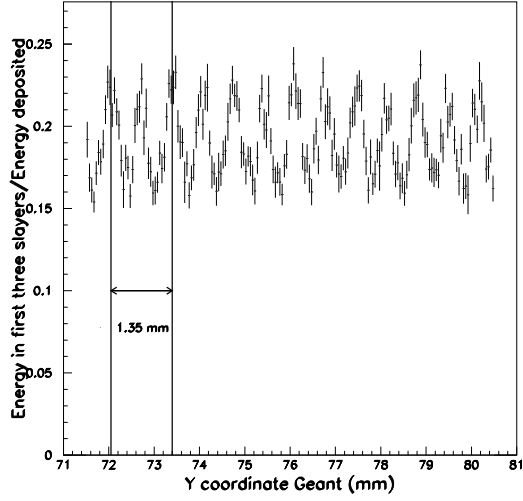


FIG. 5.17 – Fraction d'énergie dans les 3 premières supercouches en fonction de la coordonnées Y de génération pour des électrons.

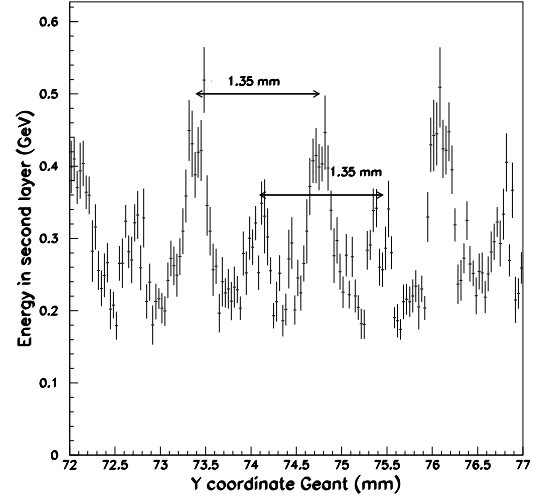


FIG. 5.18 – Énergie déposée dans la deuxième couche en fonction de la coordonnées Y de génération pour des électrons.

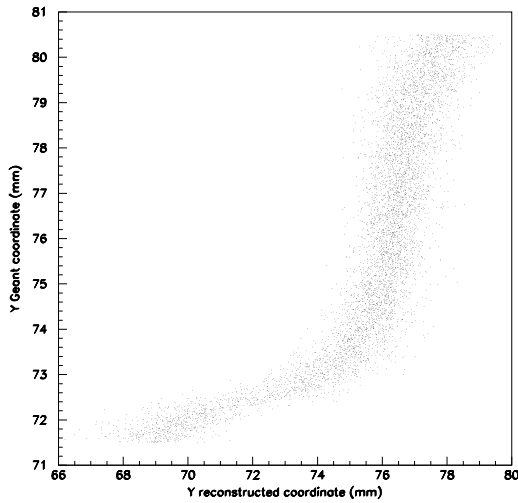


FIG. 5.19 – Coordonnée Y générée du point d'impact de la gerbe en fonction du Y reconstruit.

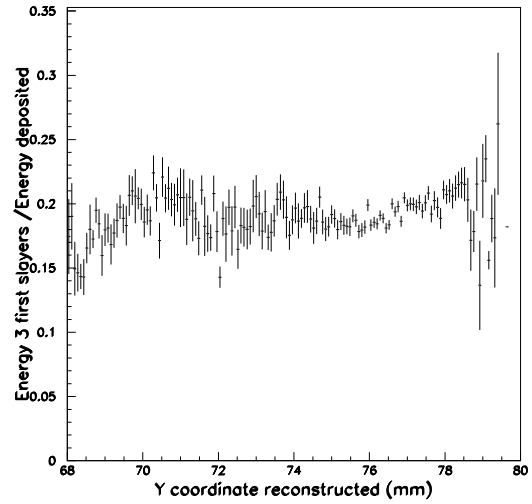


FIG. 5.20 – Fraction d'énergie dans les 3 premières supercouches en fonction de la coordonnées reconstruite Y du point d'impact de la gerbe dans le MC.

Pour palier au biais de reconstruction, une correction a été mise au point sur les données simulées pour obtenir la coordonnée moyenne réelle Y à partir de la coordonnée Y reconstruite. Cette correction s'appuie sur la corrélation illustrée sur la figure 5.19. La résolution de cette correction est limitée comme le montre la figure 5.21 où les vagues ne sont pas toutes reproduites. Mais la première vague est visible et correspond en effet à la région où la correction a une meilleure résolution. Cette région correspond typiquement aux événements qui ont un point d'impact entre deux cellules.

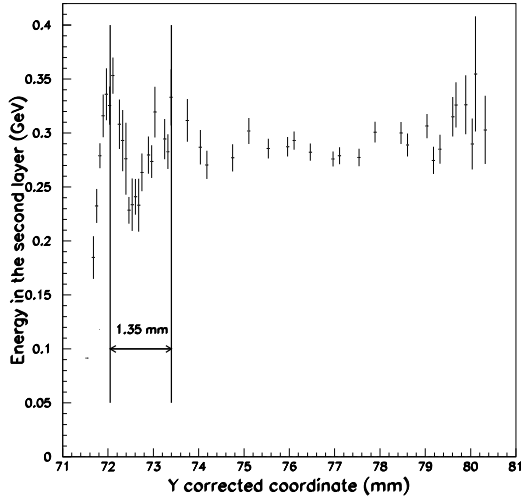


FIG. 5.21 – Énergie de la deuxième couche en fonction de la coordonnée Y corrigée dans MC-2.

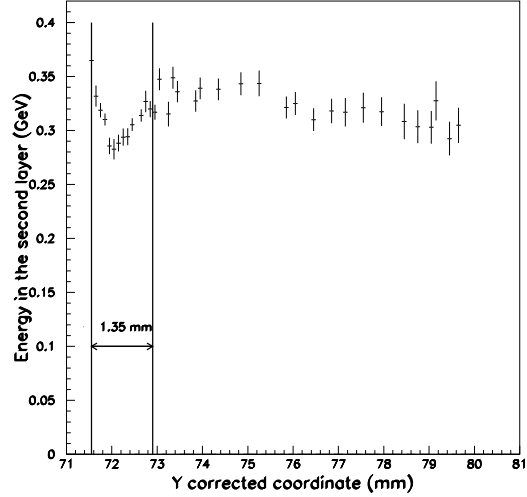


FIG. 5.22 – Énergie de la deuxième couche en fonction de la coordonnée Y corrigée dans les données des tests en faisceaux.

En appliquant cette méthode sur les données des tests en faisceau, la première vague est aussi visible comme on peut le voir dans la figure 5.22. L'amplitude de la vague est sensiblement réduite dans les données. Premièrement, la correction est limitée par la génération qui débute pour $Y=71.5$ cm. Deuxièmement, la position relative du calorimètre par rapport au faisceau n'est pas précisément connue. Le fait de retrouver les effets fins, liés à la position des fibres dans les premiers plans dans les données est satisfaisant. Les données simulées, nécessaires pour l'analyse, seront donc générées sur le modèle de la simulation MC-2.

Composition des faisceaux de protons

Le faisceau de protons d'énergie de 120 GeV de la ligne H6 est constitué de 39% de protons, 56% de pions et 5% de kaons. Un détecteur Čerenkov, CEDAR (Čerenkov Differential counter with Achromatic Ring focus) a été utilisé pour séparer les protons du reste des particules. Malheureusement, les figures 5.23 illustrent que la sélection du CEDAR n'apporte pas d'information sur l'impureté du faisceau en positon. La fraction des événements sélectionnés est constante suivant les valeurs des variables discriminantes, comme par exemple la fraction d'énergie déposée dans les cinq premières supercouches. Ceci montre que la proportion des positons dans les faisceaux de protons doit être négligeable.

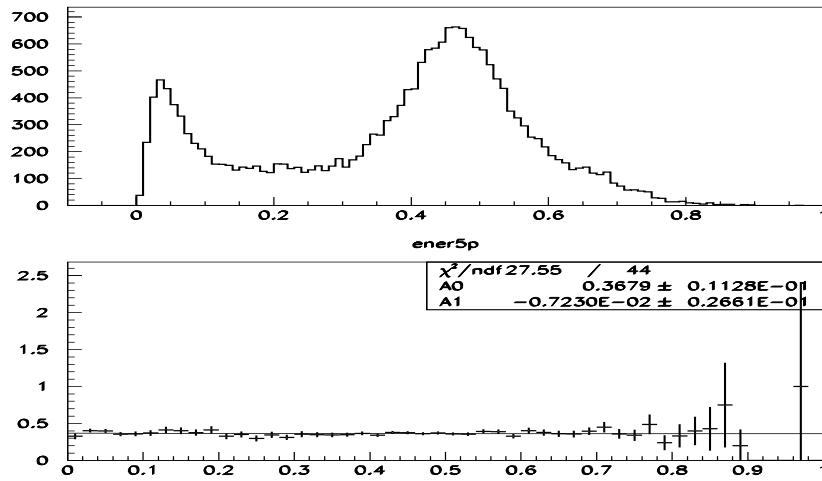


FIG. 5.23 – Fraction d'énergie déposée dans les 5 premières supercouches (figure haut), et fraction des événements sélectionnés par le CEDAR suivant les valeurs de la fraction d'énergie dans les 5 premières supercouches (figure bas).

L'incapacité de séparer les protons des pions et des kaons ne pose pas de problème pour la séparation e/p : les variables discriminantes ont un comportement identique, tout au moins dans la simulation dans le cas de pions ou de protons comme l'illustrent les figures 5.24 et 5.25.

En conclusion dans la suite de l'analyse, les faisceaux seront assimilés à des faisceaux de protons.

Contamination hadronique dans les runs électrons

La pureté annoncée pour les runs électrons de 50 GeV est de $\sim 90\%$, et pour les runs de 30 GeV $\sim 30\%$. Les figures 5.26 et 5.27 présentent l'énergie totale déposée dans le calorimètre pour un faisceau de protons de 120 GeV et un faisceau d'électron de 50

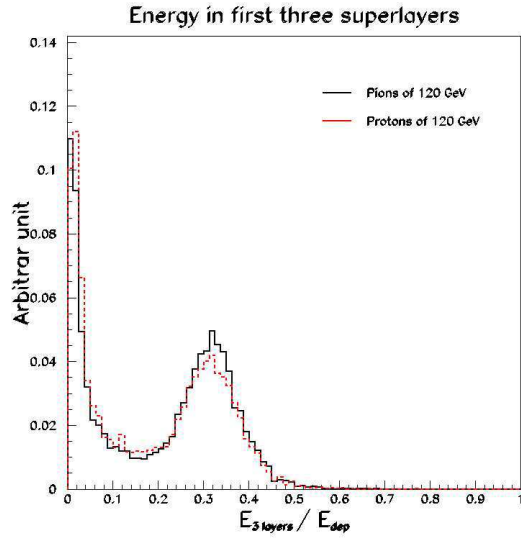


FIG. 5.24 – Fraction d'énergie déposée dans les 3 premières supercouches pour des pions et des protons de 120 GeV.

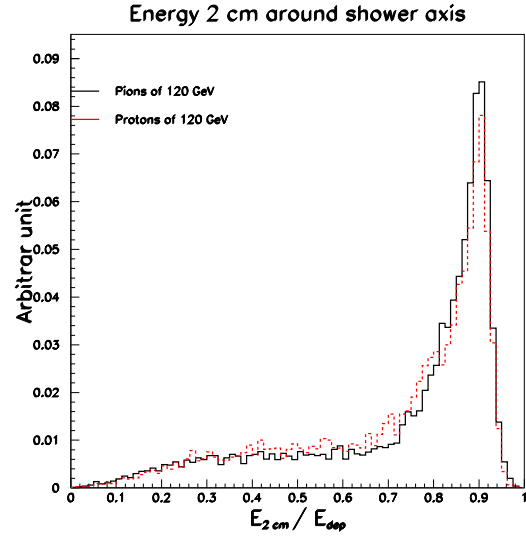


FIG. 5.25 – Fraction d'énergie déposée 2cm autour de l'axe principal de la gerbe pour des pions et des protons de 120 GeV.

GeV. La figure 5.27 montre que les événements contaminant à basse énergie des runs électrons peuvent avoir un comportement hadronique. En effet, dans un faisceau de 50 GeV les protons contaminant déposent au mieux 50 GeV, tandis que la composante à haute énergie vient des événements empilés.

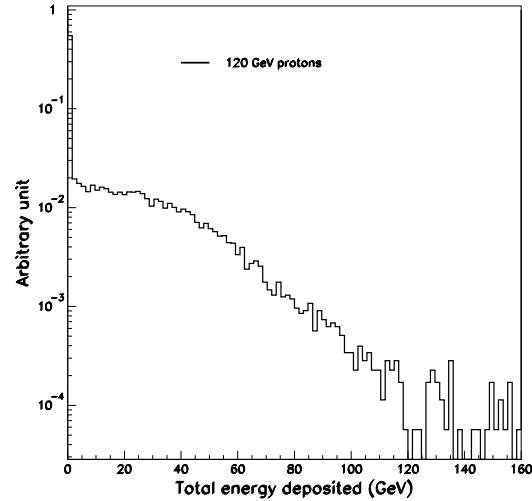


FIG. 5.26 – Énergie totale déposée pour des protons de 120 GeV.

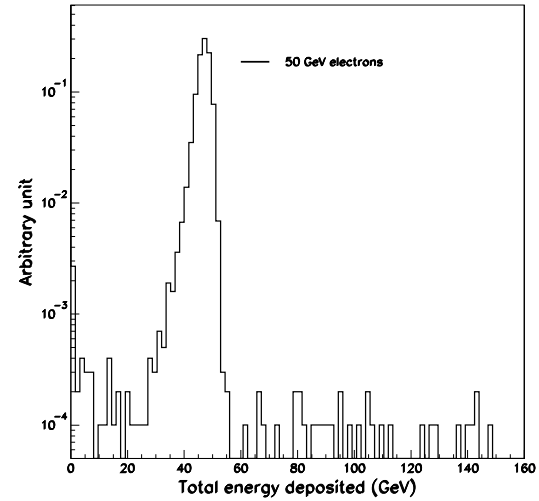


FIG. 5.27 – Énergie totale déposée pour des électrons de 50 GeV.

L'énergie moyenne déposée pour les runs électrons de 50 GeV est de 46 ± 1.3 GeV, et 27.6 ± 0.9 GeV pour ceux de 30 GeV. Une coupure sur l'énergie permet d'éliminer la contamination hadronique et une partie des événements empilés. Le tableau 5.1 illustre la fraction d'événements conservée en fonction de la coupure sur l'énergie déposée. Pour les résultats finaux, la sélection énergétique utilisée à 50 GeV est $[38-54]$ GeV et $[23-32]$ GeV à 30 GeV représentant une coupure à 5σ autour de la valeur moyenne.

Run électron	Sélection sur l'énergie totale (GeV)	Fraction d'électrons conservée (%)
1026	aucune	100
1026	$[30-62] (\pm 10\sigma)$	99
1026	$[38-54] (\pm 5\sigma)$	98
1026	$[42-50] (\pm 3\sigma)$	94

TAB. 5.1 – Fraction d'électrons suivant la sélection en énergie destinée à augmenter la pureté des lots d'électrons.

Qualité des runs électrons

La qualité des données électrons fluctue d'un run à l'autre et limite l'analyse combinée des runs. Les figures 5.28 et 5.29 illustrent ces fluctuations en comparant l'énergie déposée de deux runs électrons de 50 GeV.

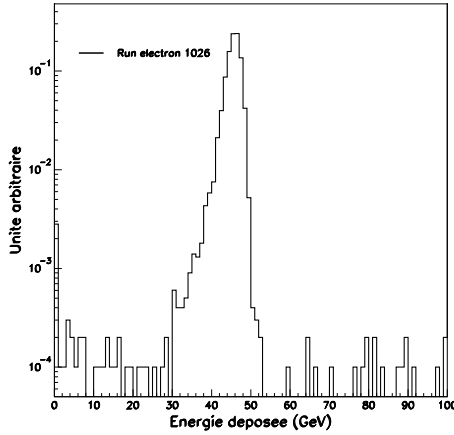


FIG. 5.28 – Énergie déposée pour les électrons de 50 GeV du run 1026.

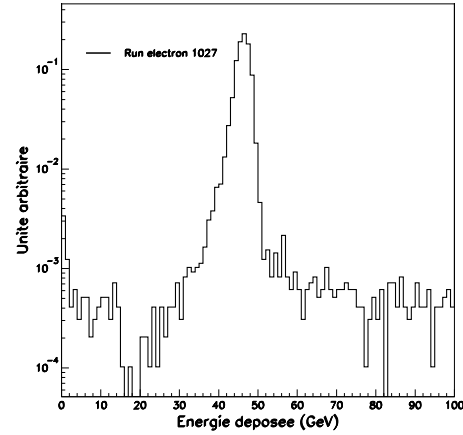


FIG. 5.29 – Énergie déposée pour les électrons de 50 GeV du run 1027.

Quand on s'intéresse à la sortie du réseau de neurones il semble que le run 1027 soit moins pur que le 1026. La figure 5.30 illustre cette dégradation en montrant pour les deux runs la sortie du réseau de neurones près de la valeur -1, représentant les événements identifiés comme des protons. Et dans ce cas, la figure 5.30 démontre que le run 1027

possède plus d'événements classés comme des protons. Cette identification par le réseau ne signifie pas que les événements sont réellement des protons, en effet la contamination à haute énergie ne peut pas venir de protons mais d'événements empilés.

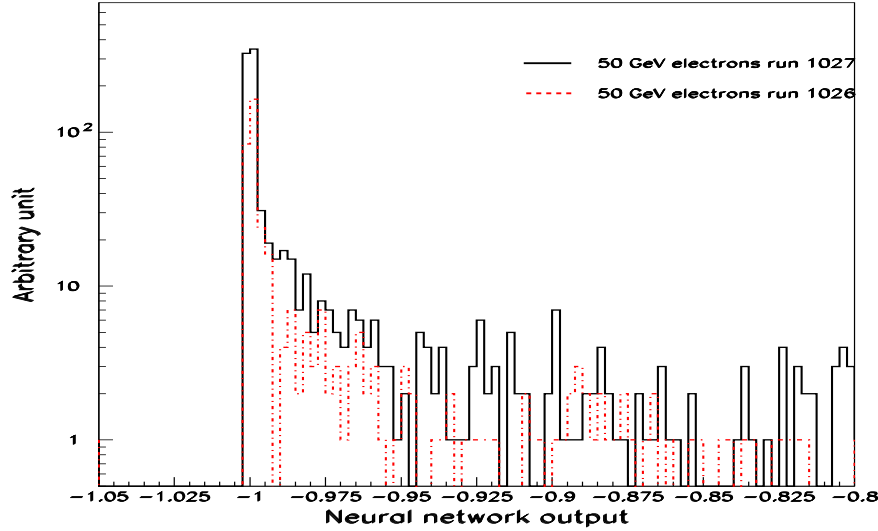


FIG. 5.30 – *Sortie du réseau de neurones pour les runs électrons 1026 et 1027 au alentour du pic des protons.*

Événements empilés

La figure 5.31 montre que le comportement longitudinal moyen est similaire entre les deux runs, et il semble que nous ayons à faire à un comportement électromagnétique. Mais la figure 5.32 montre que les différences résident dans le comportement latéral. Si une coupure est appliquée pour faire disparaître la queue de cette distribution, le pouvoir de séparation du réseau augmente. La contamination vient alors de ces événements ayant un comportement longitudinal de type électromagnétique et un comportement latéral anormal.

Les figures 5.33 et 5.34 illustrent la dispersion latérale dans un plan pour un seul électron et un seul proton. Comme attendu, les protons montrent une plus grande dispersion.

Comme l'illustre la figure 5.35, certains événements sont composés de deux particules. Ces deux particules dégradent les variables discriminantes associées au comportement latéral, mais affectent peu le comportement longitudinal : nous avons alors à faire à deux électrons ou un couple électron-photon. Par conséquent, les coupures conventionnelles, basées sur des coupures énergétiques et utilisées pour réduire la composante hadronique, sont inadaptées pour cette configuration. Il est alors nécessaire d'utiliser un traitement particulier pour réduire ce fond. En effet, ces événements ne sont pas des "événements

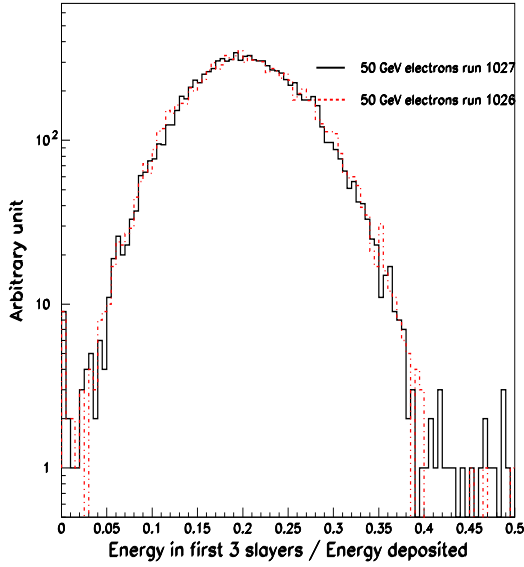


FIG. 5.31 – *Fraction d'énergie déposée dans les 3 premières supercouches..*

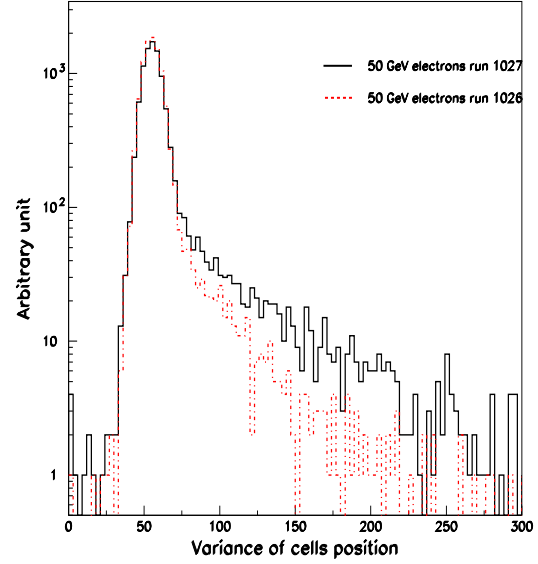


FIG. 5.32 – *Variance des cellules touchées.*

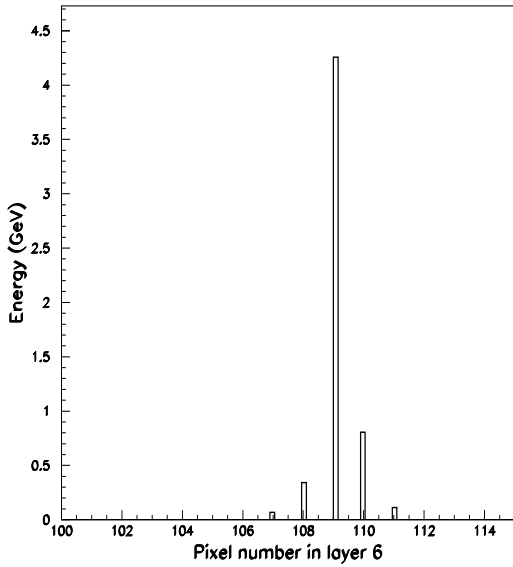


FIG. 5.33 – *Énergie déposée par pixel dans une couche dans le cas d'un électron.*

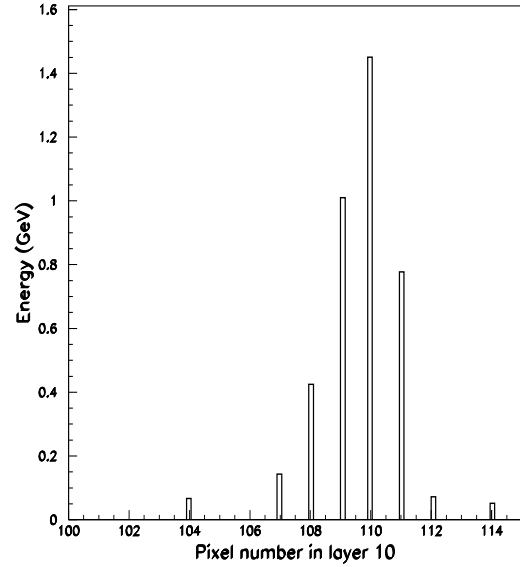


FIG. 5.34 – *Énergie déposée par pixel pour une couche dans le cas d'un proton.*

empilés" complets car ils ne déposent pas forcément deux fois l'énergie nominale du faisceau.

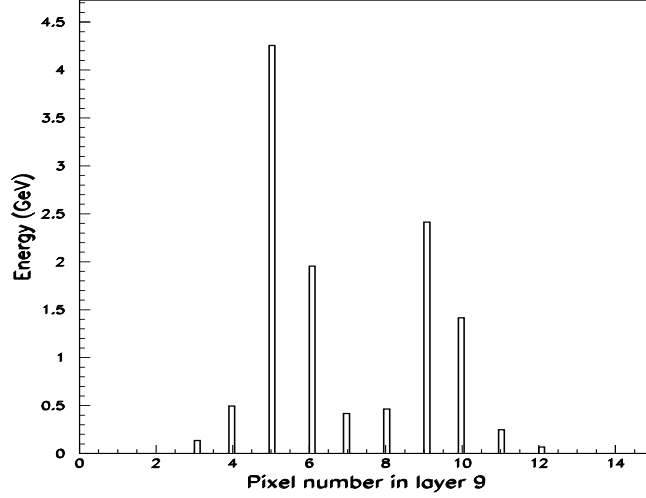


FIG. 5.35 – Énergie déposée dans les pixels pour une couche dans un cas contaminant.

Une sélection supplémentaire basée sur le nombre de pics locaux dans chaque couche du calorimètre est développée pour rejeter les événements empilés. Le nombre de pics locaux attendus pour un seul électron dans une couche est de 1, soit 18 pics dans toutes les couches. Ainsi pour les événements dits "empilés" le nombre de pics est supérieur à 18 comme le montre la figure 5.36.

La figure 5.37 montre la qualité accrue du run électron 1027 avec une coupure sur le nombre de pics locaux. La fraction d'événements identifiés comme des protons par le réseau est plus faible avec cette coupure que sans elle. L'amélioration de la qualité du run donne un meilleur pouvoir de séparation comme le montre la table 5.2 quand les événements avec un nombre de pics locaux ≥ 20 sont coupés. Mais, cette coupure introduit un biais non négligeable dans l'analyse que l'on peut voir dans le tableau 5.2 pour le run 1026.

Run électron	Coupure	Efficacité protons (%)
1027	-	11.3 ± 0.2
1027	<20	0.35 ± 0.03
1026	-	0.34 ± 0.03
1026	<20	0.17 ± 0.02

TAB. 5.2 – Efficacité de sélection des protons avec et sans coupure sur le nombre de pics locaux pour une efficacité de sélection des électrons de 95% : la coupure sur le nombre de pics locaux introduit un biais non négligeable.

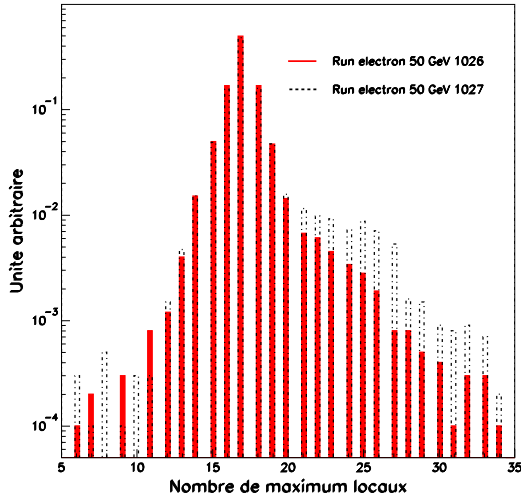


FIG. 5.36 – Nombre de pics locaux pour les runs électrons 1026 et 1027.

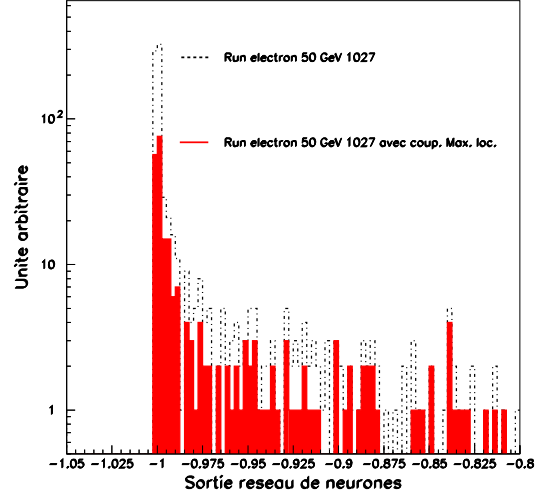


FIG. 5.37 – Sortie du réseau de neurone pour le run électrons 1027, sans coupure (trait pointillé) et avec une coupure sur le nombre de pics locaux < 20 (trait plein).

En conclusion, les résultats sur la séparation e/p seront donnés en utilisant seulement le run 1026 sans utiliser de coupures sur le nombre de pics locaux. Toutefois les résultats avec une grande statistique pour les électrons de 50 GeV seront donnés à titre indicatif.

5.3.4 Présélection

Les figures 5.38 et 5.39 présentent le bon accord entre les données et la simulation pour le profil longitudinal des gerbes électromagnétiques, et pour leur profil latéral.

Coupure de l'énergie par pixel

En regardant plus précisément, des désaccords apparaissent entre les données et le MC. Pour caractériser le comportement latéral de la gerbe, une variable "R2" a été développée. Elle représente la fraction de l'énergie déposée dans un rayon de 2 cm autour de l'axe principal de la gerbe. La figure 5.40 illustre le désaccord : les pics des distributions de R2 dans les données et le MC ne sont séparées cependant que de 1%. En comparant la forme des distributions, on remarque que les données ont une queue pour les basses valeurs de R2. Dans la figure 5.41 la queue disparaît en augmentant le seuil de l'énergie par pixel de 4 MeV (figure 5.40) à 50 MeV. L'augmentation du seuil ne modifie ni n'améliore l'accord entre les données et le MC.

Cette queue de distribution apparaît pour des runs électrons situés à des positions d'entrée différentes dans le calorimètre. Cela montre que cette queue ne provient pas de

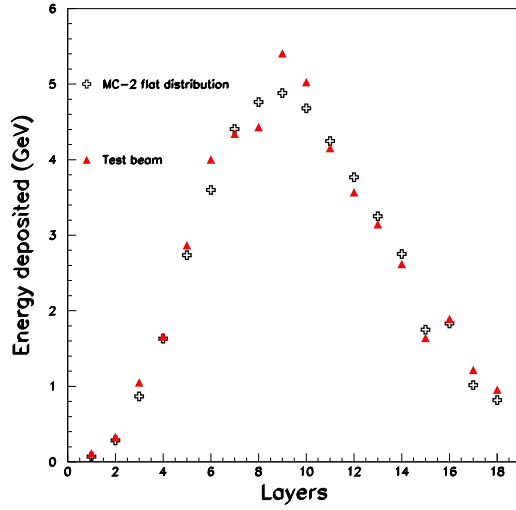


FIG. 5.38 – Profil longitudinal de l'énergie déposée le long des couches du calorimètre pour des électrons simulés et des électrons des données des tests en faisceaux.

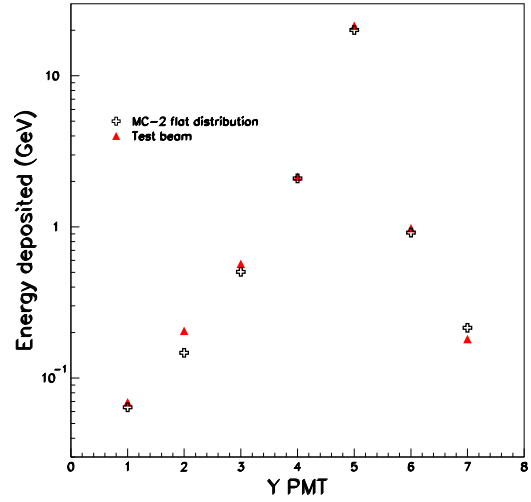


FIG. 5.39 – Profil latéral de l'énergie déposée dans une couche pour des électrons simulés et des électrons des données des tests en faisceaux.

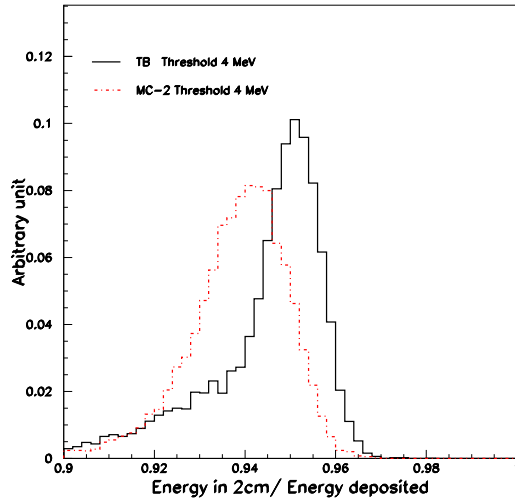


FIG. 5.40 – Fraction d'énergie déposée dans 2cm autour de l'axe principal de la gerbe pour des électrons simulés et des électrons des tests en faisceaux avec un seuil par pixel de 4 MeV.

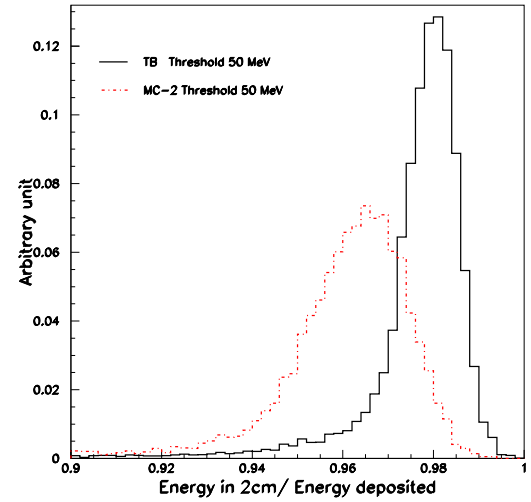


FIG. 5.41 – Fraction d'énergie déposée dans 2cm autour de l'axe principal de la gerbe pour des électrons simulés et des électrons des tests en faisceaux avec un seuil par pixel de 50 MeV.

signaux de canaux bruyants. Par contre, elle peut être reliée à la qualité des faisceaux utilisés (événements empilés, contamination des protons). La figure 5.42 montre en outre que pour les protons, l'augmentation du seuil par pixel ne détériore pas l'accord entre données et MC. En effet, la distribution de l'énergie par pixel montre un désaccord entre les deux jeux de données en dessous de 15 MeV par pixel.

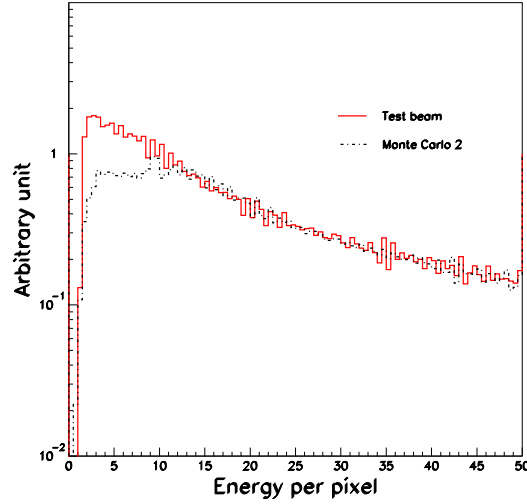


FIG. 5.42 – Énergie par pixel pour les protons de 120 GeV des données et du MC.

Coupure sur l'énergie totale

Plusieurs distributions ont été comparées pour tester l'accord entre le MC et les données pour les protons dans le calorimètre. La figure 5.43 présente le comportement longitudinal pour les protons des données et de la simulation. Dans la figure 5.44 les événements MIP ont été retirés, réduisant la différence entre les deux distributions. Un événement MIP est défini comme un événement déposant moins de 300 MeV dans le calorimètre ⁶.

5.3.5 Analyse

Dans cette analyse, les résultats seront donnés avec une sélection en énergie à $\pm 5\sigma$ et pour une efficacité en électrons de 95%. Tout d'abord, pour sélectionner les variables, on utilise l'analyse linéaire discriminante pour identifier les variables les plus discriminantes et les moins corrélées comme cela a été décrit dans la partie 5.2.1. Les variables les plus discriminantes, décrites dans le paragraphe 5.1.3, issues du L.D.A et présentées dans l'annexe 9 sont alors :

- la fraction d'énergie 2 cm autour de l'axe de la gerbe,

⁶Le calorimètre est constitué de 9 supercouches, de cette façon le MIP est attendu vers 0.3 dans la figure 5.43

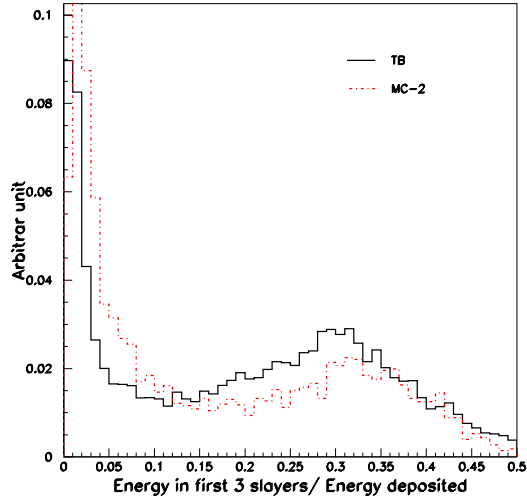


FIG. 5.43 – Fraction d'énergie déposée dans les 3 premières supercouches pour les protons.

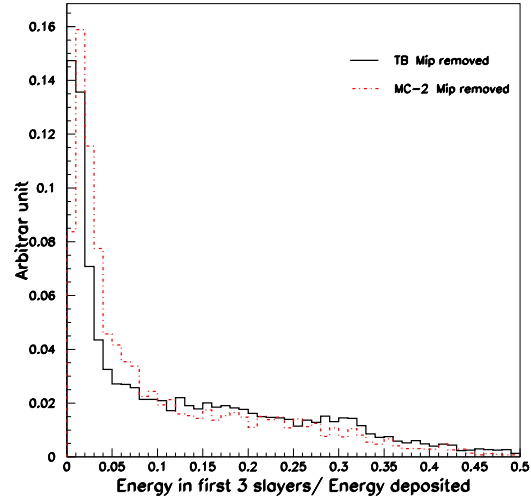


FIG. 5.44 – Fraction d'énergie déposée dans les 3 premières supercouches pour des protons interagissants.

- la fraction d'énergie dans les 3 dernières super-couches,
- la position du maximum de la gerbe obtenue à partir d'un profil longitudinal,
- l'énergie moyenne par pixel,
- le "thrust" de la gerbe,
- la variance de la position des cellules, c'est à dire la moyenne du carré de la distance entre une cellule et le barycentre de la couche.

On entraîne un réseau de neurones avec les variables précédentes, en utilisant 9000 événements Monte-Carlo pour chaque population. Ensuite, seuls les événements pour lesquels l'ajustement longitudinal d'un profil électromagnétique converge ont considérés. Pour les protons, les ajustements ne sont pas naturels et donc certains échouent. Les protons avec un ajustement longitudinal représente 87% des protons des tests en faisceaux et 95% des protons Monte-Carlo. Finalement, quelques variables (rapport d'énergie dans 2cm, variance des cellules touchées, maximum de la gerbe et l'énergie moyenne par pixel) sont décalées et redimensionnées sur les distributions Monte-Carlo, avec la formule suivante :

$$Var_{redim} = \frac{Var - \overline{Var}}{\sigma_{Var}} * \sigma_{Var}^{MC} + \overline{Var}^{MC}.$$

Les figures 5.45 et 5.46 illustrent le décalage et le redimensionnement sur la fraction d'énergie déposée 2 cm autour de la gerbe.

Résultats pour des électrons de 50 GeV

La sortie du réseau de neurones pour les électrons de 50 GeV et des protons de 120 GeV est illustrée par la figure 5.47 : la séparation est visible.

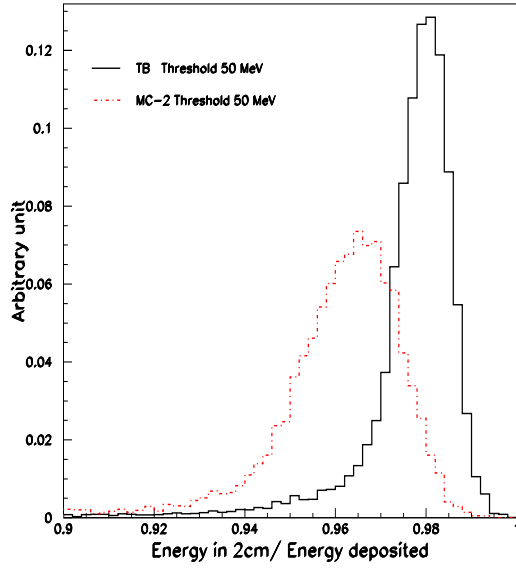


FIG. 5.45 – Variable $R2$ avec un seuil par pixel de 50 MeV.

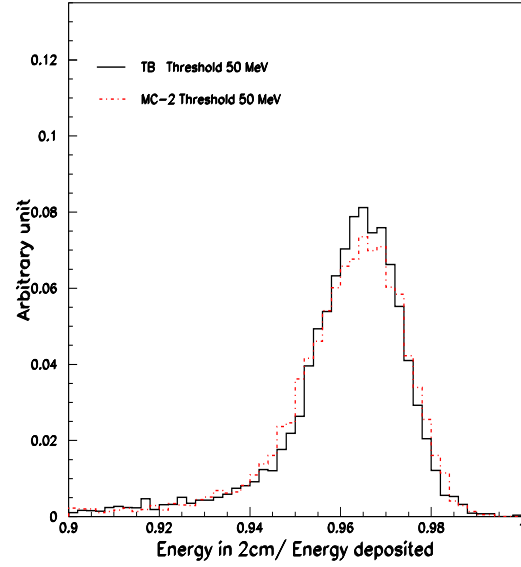


FIG. 5.46 – Variable $R2$ avec un seuil par pixel de 50 MeV redimensionnée suivant les valeurs MC.

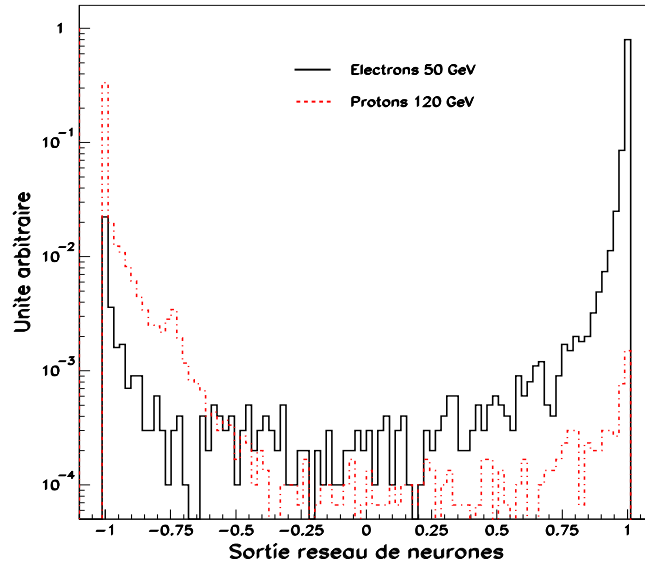


FIG. 5.47 – Sortie du réseau de neurones pour les électrons de 50 GeV du run 1026 et des protons de 120 GeV.

Les résultats quantitatifs sont résumés dans le tableau 5.3 pour les électrons de 50 GeV en utilisant le run le plus riche en électrons (1026). Les résultats, dans le cas où une coupure en énergie préalable à $\pm 3\sigma$ et $\pm 10\sigma$ a été effectuée, sont présentés à titre indicatif. L'étude des erreurs systématiques est abordée dans la partie 5.3.6.

Sélection électron	Statistique électron	Statistique proton	Efficacité proton (%)
RN \oplus Esel. $\pm 5\sigma$	9340	52020	$0.26 \pm 0.03(stat) \pm 0.06(syst)$
RN \oplus Esel. $\pm 10\sigma$	9410	52020	$0.28 \pm 0.03(stat) \pm 0.06(syst)$
RN \oplus Esel. $\pm 3\sigma$	8930	52020	$0.22 \pm 0.03(stat) \pm 0.06(syst)$

TAB. 5.3 – Efficacité de sélection des protons pour le run "électron" le plus pur à 50 GeV pour une efficacité de sélection des électrons de 95%.

Le pouvoir de séparation, défini comme l'inverse de l'efficacité de sélection des protons, atteint avec le calorimètre seul est $385 \pm 44 (stat) \pm 89 (syst)$ pour une efficacité de sélection des électrons de 95%. Les courbes d'efficacité de sélection des électrons et des protons en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurones sont présentées sur les figures 5.48 où l'on retrouve que pour une efficacité de sélection des électrons de 95%, on obtient une efficacité de sélections des protons de 0.26%, et pour une efficacité de sélection de 90% on obtient une efficacité de sélection de 0.14%.

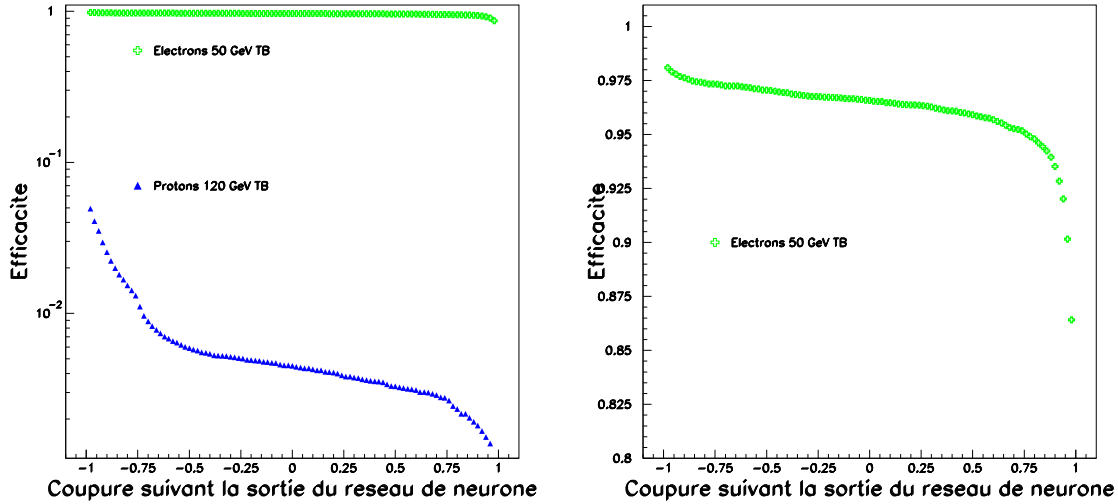


FIG. 5.48 – Courbe d'efficacité de sélection pour les électrons de 50 GeV et les protons de 120 GeV en fonction de la coupure sur la sortie du réseau de neurones (figure de gauche), et agrandissement (figure de droite).

Le tableau 5.4 montre l'efficacité de sélection des protons pour une grande statistique en électrons, la coupure sur le nombre de pics locaux inférieur à 20 est dans ce cas appliquée.

Sélection électron	Stat. élec.	Stat. proton	Efficacité proton (%)
RN \oplus PL \oplus Ecoup. $\pm 5\sigma$	41620	52020	$0.19 \pm 0.02(stat)$

TAB. 5.4 – *Efficacité de sélection des protons pour une grande statistique d'électrons de 50 GeV avec une efficacité de sélection des électrons de 95%.*

Dans cette configuration, on obtient un pouvoir de séparation de $525 \pm 55 (stat)$, mais comme cela a été montré dans la partie 5.3.3 ce résultat est biaisé favorablement.

Résultats pour des électrons de 30 GeV

Le tableau 5.5 présente les résultats pour les électrons de 30 GeV. Pour cette énergie le faisceau est connu pour être contaminé à 70% par des hadrons. Pour réduire le fond, une coupure additionnelle est appliquée sur les électrons. Cette sélection est basée sur l'énergie moyenne déposée par pixel ; elle ne garde que 33% des événements. Cette coupure utilisée pour purifier le faisceau rend inefficace la coupure sur le nombre de pics locaux. La présélection en énergie à $(\pm 5\sigma)$ est $[23-32]$ GeV. .

Sélection électron	Stat. électron	Stat. proton	Efficacité proton (%)
RN \oplus Ecoup. $\pm 5\sigma$	12080	52176	$0.39 \pm 0.04(stat)$

TAB. 5.5 – *Efficacité de sélection des protons pour une efficacité de sélection des électrons de 95%.*

En conclusion, le pouvoir de séparation pour des électrons de 30 GeV face à des protons de 120 GeV est $256 \pm 26 (stat)$.

5.3.6 Etude des erreurs statistiques et systématiques

Cette partie décrit l'étude des erreurs systématiques et statistiques. Les erreurs statistiques proviennent de l'erreur sur la sélection des électrons et des protons. Et pour les erreurs systématiques, on considéra l'influence de la calibration choisie, du redimensionnement des variables, de la convergence de l'ajustement longitudinal des événements et l'erreur venant de la statistique de l'échantillon utilisé pour l'entraînement du réseau de neurones.

Erreur statistique sur la sélection des électrons

L'erreur sur la sélection des électrons vient essentiellement de la fluctuation statistique. Quand on sélectionne 95% d'électrons parmi un lot important, 45000 événements, l'erreur induite par la fluctuation est 0.1%. Et si on ne s'intéresse qu'à un seul run, 10000 électrons,

l'erreur devient 0.2%. Le tableau 5.6 montre ces erreurs induites uniquement avec la fluctuation statistique des échantillons.

Statistique électron	Efficacité électron (%)	Efficacité proton (%)
45000	95.1	0.32 ± 0.03 (<i>stat</i>)
45000	94.9	0.31 ± 0.03 (<i>stat</i>)
10000	95.2	0.37 ± 0.03 (<i>stat</i>)
10000	94.8	0.32 ± 0.03 (<i>stat</i>)

TAB. 5.6 – Efficacité de sélection des protons en fonction de la sélection des électrons.

Ainsi, pour un grand échantillon d'électrons l'erreur absolue due à l'incertitude de la sélection des électrons est 0.005%, et si on ne considère qu'un seul run électron l'erreur est alors de 0.025%. A titre indicatif, l'erreur absolue pour la sélection des électrons de 30 GeV est 0.022%.

Sensibilité à la calibration

Jusqu'à présent, la calibration basée sur la réponse des électrons a été utilisée pour égaliser les signaux des pixels [101]⁷, mais une autre solution est possible en utilisant la réponses des protons au minimum ionisant. Cette calibration ne change pas radicalement la forme des distributions des variables. Le tableau 5.7 donne le pouvoir de séparation pour les deux méthodes de calibration appliquées sur le run 1026, et illustre la différence systématique.

Calibration	Sélection énergie dans le calo.	Efficacité proton (%)
MIP	aucune	0.45 ± 0.03 (<i>stat</i>)
MIP	Ecoup. $\pm 5\sigma$	0.37 ± 0.03 (<i>stat</i>)
Electron	aucune	0.34 ± 0.02 (<i>stat</i>)
Electron	Ecoup. $\pm 5\sigma$	0.26 ± 0.02 (<i>stat</i>)

TAB. 5.7 – Efficacité de sélection des protons pour deux calibrations différentes avec une efficacité de sélection des électrons de 95%.

L'efficacité de sélection des protons présente une dépendance à l'intercalibration utilisée. L'erreur systématique absolue due au choix de la méthode de calibration est la moitié de la différence entre les valeurs obtenues, soit 0.06%. Cette erreur est l'erreur

⁷Pour cela les électrons de 50 GeV sont utilisés avec les signaux de pixels corrigés de l'atténuation des fibres, permettant de trouver l'énergie moyenne déposée dans chaque couche. Et pour finir, toutes les couches sont intercalibrées en utilisant un profil longitudinal sur la simulation. Cette calibration améliore le profil longitudinal et la résolution du calorimètre, c'est pourquoi elle a été choisie dans cette étude.

systématique dominante. Les différences entre les deux méthodes de calibration viennent en partie de l'inhomogénéité du modèle d'ingénierie du calorimètre, en particulier des dernières couches [101] à laquelle les protons au minimum ionisant sont plus sensibles. Elles se réduiront avec le modèle de vol dont la qualité de conception est améliorée.

Redimensionnement des données

Pour cette analyse, des corrections ont été faites pour réduire le désaccord entre les données MC et celles des tests en faisceaux. Une partie du désaccord vient de la différence de la longueur de radiation (X_0), qui est de l'ordre de 10% [101], la partie suivante développera ce point. Quatre variables ont été corrigées pour qu'elles soient similaires avec celles de la simulation, les variables sont :

- la fraction d'énergie 2 cm autour de l'axe de la gerbe,
- la position du maximum de la gerbe,
- l'énergie moyenne par pixel,
- la variance de la position des cellules : moyenne au carré de la distance entre une cellule et le barycentre de la couche.

Ces corrections sont appliquées sur les électrons et sur les protons dans les données des tests en faisceaux, et les résultats sont regroupés dans le tableau 5.8 pour le run 1026.

Rapp. éner. ds 2cm	Variance cell. touch.	Max. gerbe	Éner. moy. par pixel	Efficacité protons (%)
Corrigée	Corrigée	Corrigée	Corrigée	0.26 ± 0.02
aucune	aucune	aucune	aucune	0.28 ± 0.02
aucune	aucune	aucune	Corrigée	0.26 ± 0.02
Corrigée	aucune	aucune	aucune	0.29 ± 0.02

TAB. 5.8 – *Efficacité de sélection des protons dans les données pour différents redimensionnements avec une efficacité de sélection des électrons de 95% dans le run 1026.*

Le cas où aucune correction n'est faite, donne le pouvoir de séparation le moins bon, et permet d'évaluer l'erreur systématique. Ce résultat démontre que les différences résiduelles entre les données et le MC diminuent le pouvoir de séparation. Une erreur de 0.01% est prise en compte.

Pour illustrer deux comportements différents, deux des corrections présentées dans le tableau 5.8 sont détaillées. Tout d'abord, la correction appliquée sur l'énergie moyenne par pixel augmente le pouvoir de séparation des protons. En effet, pour cette variable la distribution de protons est plate autour de la distribution des électrons, ainsi la correction n'augmente pas le nombre de protons avec des valeurs typiques d'électrons. De cette façon le réseau de neurones distingue mieux les électrons. Par contre, concernant la correction sur la fraction d'énergie dans 2cm, cette correction seule n'améliore pas la séparation. Pour cette variable, le fond de protons n'est pas constant autour du pic très étroit des électrons. En appliquant cette correction, le pic des électrons est décalé vers

les valeurs caractérisant plutôt les protons. Et dans le même temp, la correction sur les protons augmente le nombre de protons autour du pic des électrons. De cette façon, le pouvoir de séparation diminue avec cette correction seule.

Convergence de l'ajustement longitudinal

Le problème de la convergence de l'ajustement longitudinal a été mentionné dans le paragraphe 5.3.5. L'ajustement longitudinal suivant l'équation 5.1 converge pour les électrons, mais en ce qui concerne les protons cela n'est vrai que dans 87% des cas dans les données, à comparer au 95% des cas obtenu avec les protons MC. Pour cette analyse, ces événements n'ont pas été utilisés. Pour évaluer l'erreur systématique induite par ce choix, on étudie deux scénarii alternatifs :

- on attribue à ces événements pour le maximum de gerbe un comportement caractéristique des électrons (a),
- on attribue à ces événements pour le maximum de gerbe un comportement caractéristique des protons (b),

Les deux points de vue donnent le même résultat. Le tableau 5.9 regroupe les résultats.

Sélection énergie sur électrons	Statistique protons	Stratégie analyse	Efficacité protons (%)
Ecoup. $\pm 5\sigma$	60000	"classique"	0.26 ± 0.02 (<i>stat</i>)
Ecoup. $\pm 5\sigma$	60000	type a	0.23 ± 0.02 (<i>stat</i>)
Ecoup. $\pm 5\sigma$	60000	type b	0.23 ± 0.02 (<i>stat</i>)

TAB. 5.9 – Efficacité de sélection des protons pour les différents cas considérés.

L'erreur systématique associée est 0.015%. Ces erreurs sont cependant plus petites que les erreurs statistiques.

Erreur venant du réseau de neurone

Une erreur relative venant de la statistique utilisée pour l'entraînement du réseau de neurones peut être extraite. Comme 9000 événements ont été utilisés, cela donne une erreur relative sur le pouvoir de séparation de 1%.

Erreur totale

Tous les paragraphes précédents ont présenté les différentes contributions pour les erreurs systématiques et statistiques finales. Les résultats sont résumés dans les tableaux 5.10 pour l'erreur systématique et 5.11 pour l'erreur statistique.

L'erreur systématique absolue est 0.06% avec une sélection en énergie à $\pm 5\sigma$. Cette erreur absolue est dominée par l'erreur de la méthode de calibration. Les études sur la calibration [101] ont montré que la méthode de calibration avec les électrons devrait être utilisée à l'avenir, et cette erreur devrait se réduire. La dernière contribution pour les incertitudes statistiques est la fluctuation statistique, résumées dans le tableau 5.11.

Facteur systématique	Incertitudes abs.(%) Sel. E $\pm 5\sigma$ sur e-
méthode de calib.	0.055
redimensionnement	0.010
ajustement long.	0.015
statistique réseau	0.003
TOTAL	0.058

TAB. 5.10 – Résultats des erreurs systématiques pour le run électron 1026.

Facteur statistique	Incertitudes abs.(%) Sel. E $\pm 5\sigma$ sur e-
fluctuation statistique	0.020(SR) et 0.02 (GS)
erreur sélection	0.025(SR) et 0.005(GS)
TOTAL	0.030(SR) et 0.02 (GS)

TAB. 5.11 – Erreurs statistiques avec une grande statistique en électrons(GS) et pour un seul run (SR).

L'erreur absolue statistique est 0.03% avec une sélection en énergie à $\pm 5\sigma$. Et pour donner une indication complémentaire, l'erreur absolue statistique pour les électrons de 30 GeV est de 0.035% avec une sélection à $\pm 5\sigma$.

5.3.7 Contrôles approfondis

Reproduction des données dans MC

Le premier contrôle transverse est de comparer les sorties du réseau de neurones entre les données des tests en faisceaux et des données MC, c'est à dire contrôler les pouvoirs de séparation obtenus. Le tableau 5.12 donne les pouvoirs de séparation atteints dans les données et dans la simulation, et les figures 5.49 présentent les efficacités de sélection pour les électrons et protons des données comparées avec les données simulées.

Sélection électron	Electrons utilisés	Eff. proton (%)
Réseau Neurone	Monte-Carlo	$0.14 \pm 0.04(stat)$
Réseau Neurone	Données	$0.26 \pm 0.09(stat)$

TAB. 5.12 – Efficacité de sélection des protons dans le MC et les données pour une efficacité de sélection des électrons de 95%.

Les figures 5.50 et 5.51 illustrent la différence à la sortie du réseau de neurones entre les données et la simulation. Pour pouvoir reproduire les données dans le MC il faut tenir

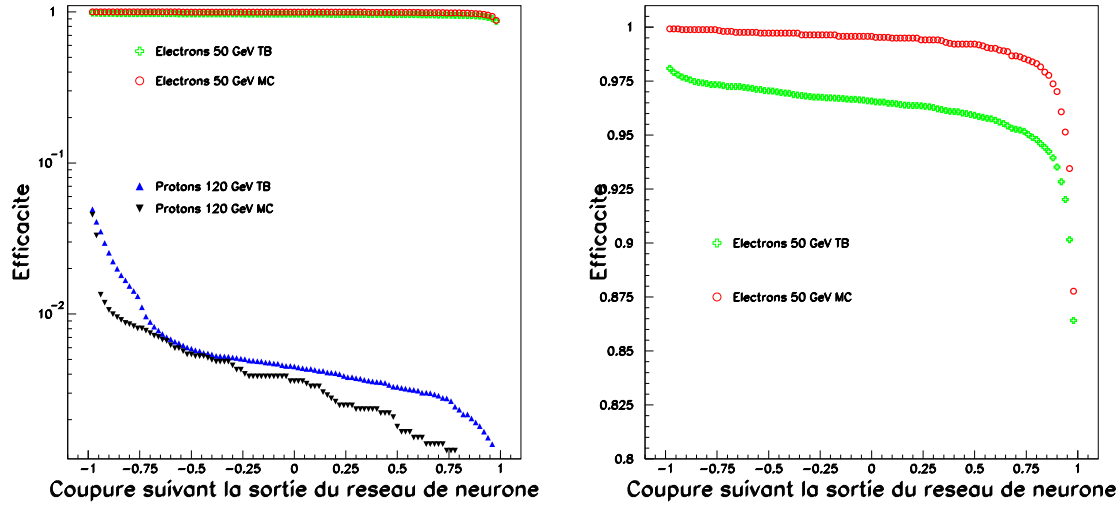


FIG. 5.49 – Courbe d'efficacité de sélection pour les électrons de 50 GeV et les protons de 120 GeV dans les données et le MC en fonction de la coupure sur la sortie du réseau (figure de gauche), et l'agrandissement (figure de droite).

compte de la qualité et de la pureté des faisceaux. Concernant la pureté du faisceau, des hadrons peuvent être ajoutés à hauteur de 10% maximum de la statistique totale des événements (50 GeV). Et concernant la qualité du faisceau, les informations disponibles sont insuffisantes pour déterminer le nombre d'événements empilés. Par conséquent, on ajoute arbitrairement 5% de ces événements. La dernière étape consiste à redimensionner les variables avant de les utiliser dans le réseau. La figure 5.52 illustre la configuration précédemment décrite : elle représente qualitativement un run électron.

Test avec un autre réseau

Un autre test est possible en prenant un nouveau jeu de variables pour entraîner un nouveau réseau de neurones. Le jeu de variables prises pour ce réseau est le suivant :

- Énergie du plus énergétique des pixels,
- Énergie moyenne par pixel (commune avec le jeu précédent),
- Fraction d'énergie dans les trois premières super-couches,
- Variance des cellules touchées(commune avec le jeu précédent),
- Variance du petit axe de l'ellipse dans le plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe,
- Variance du grand axe de l'ellipse dans le plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe.

Le tableau 5.13 présente le pouvoir de séparation obtenu avec ce nouveau réseau, en redimensionnant les variables. Le pouvoir de séparation est un peu moins bon dans ce cas.

Différence de comportement électromagnétique entre donnée et MC

La figure 9.3 illustre la différence pour le maximum de gerbe entre les électrons des données et ceux de la simulation. Ce constat est confirmé par l'étude de la longueur de

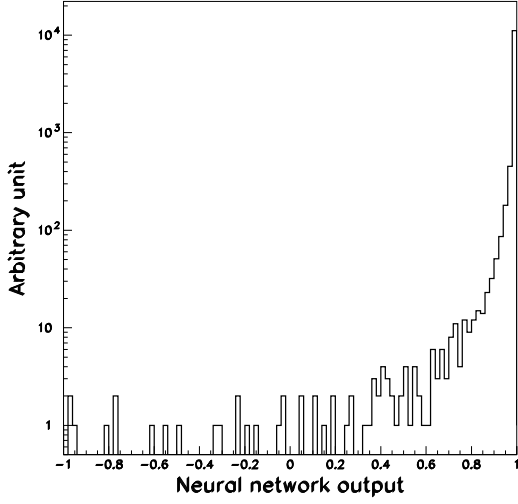


FIG. 5.50 – *Sortie du réseau de neurones pour les électrons Monte-Carlo.*

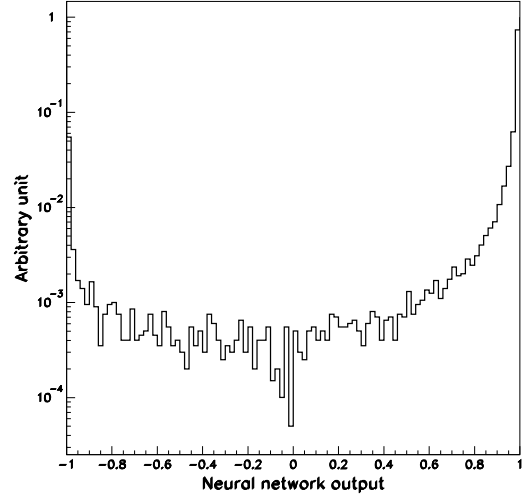


FIG. 5.51 – *Sortie du réseau de neurones pour les électrons des tests en faisceaux.*

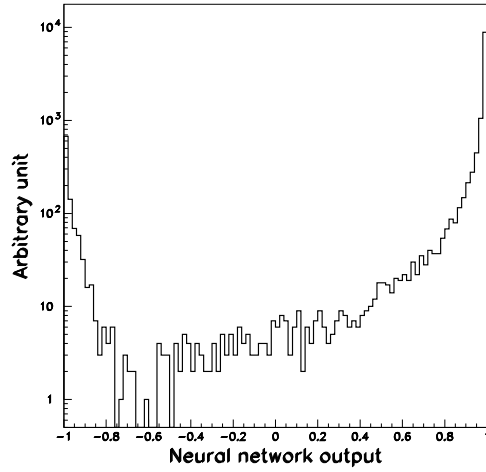


FIG. 5.52 – *Sortie du réseau de neurones pour des électrons Monte-Carlo reproduisant les données des tests en faisceaux.*

Sélection électron	Statistique électron (95%)	Statistique proton	Efficacité proton (%)
RN \oplus Ecoup. $\pm 5\sigma$	9339	52020	$0.48 \pm 0.03(stat)$

TAB. 5.13 – *Efficacité de sélection des protons pour une efficacité de sélection des électrons de 95%.*

radiation (X_0) [101], qui démontre que le X_0 dans les données est environ 10% plus grand que le X_0 dans le MC. La position du maximum de gerbe dans les données est plus grand que celui de la simulation, représentée par la figure 9.3. Il semble donc que les électrons traversent moins de plomb dans les données que dans le MC.

Pour vérifier cette hypothèse, le calorimètre a été simulé avec une densité de plomb 10% plus faible que la densité originelle. De cette façon, la position du maximum de la gerbe se déplace comme le montre la figure 5.53. Mais si ce changement améliore l'accord suivant le profil longitudinal, il tend à dégrader l'accord dans le plan perpendiculaire comme le montre la figure 5.54. En effet, ce changement diminue la valeur de la fraction d'énergie déposée dans 2cm autour de l'axe de la gerbe dans le MC augmentant ainsi le désaccord entre le MC.

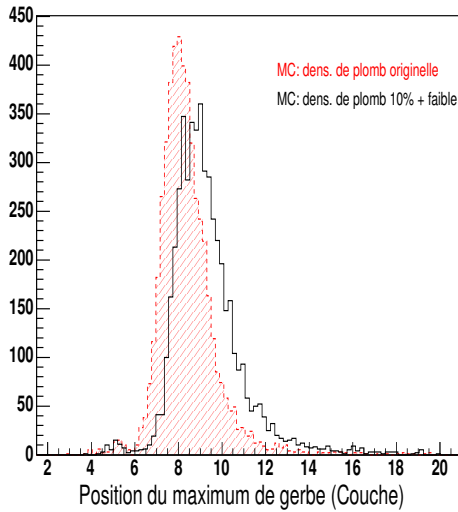


FIG. 5.53 – Position du maximum de gerbe (couche) en fonction de la densité de plomb.

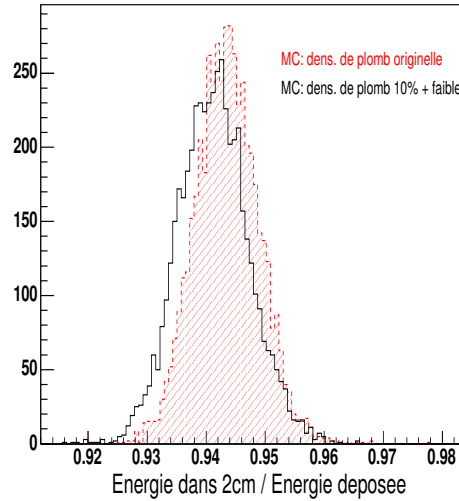


FIG. 5.54 – Fraction d'énergie 2cm autour de la direction de gerbe en fonction de la densité de plomb.

D'autres tests ont été effectués pour comprendre le désaccord sur le comportement latéral des gerbes entre le MC et les données.

Comme première hypothèse on peut s'intéresser à l'atténuation de la lumière dans les fibres. Elle est simulée et corrigée dans la reconstruction des données et peut contribuer à rétrécir les gerbes électromagnétiques dans le MC. Comme l'atténuation a été mesurée dans les tests en faisceaux [114], on peut alors changer celle de la simulation en accord avec celle mesurée. Ce changement n'affecte pas les résultats du MC. En parallèle, prendre dans les données une atténuation différente de celle mesurée entraîne l'élargissement de la plupart des distributions, indiquant que celle mesurée est bien adéquate pour les données.

Deuxièmement, le MC est produit avec GEANT3, et cette version de GEANT connaît des difficultés pour reproduire correctement l'angle Bremsstrahlung de la particule gamma, et un autre problème existe aussi avec la diffusion multiple des électrons (ou des positons) venant de la production de paire e^+e^- . Ces études avec GEANT4 [115] sont en cours.

Le rayon de Molière, représentant l'étalement de la gerbe, est considéré identique dans les données et le MC. Le rayon de Molière peut être écrit comme $R_M = \frac{X_0 \cdot E_S}{E_C}$, avec X_0 pour la longueur de radiation, E_C est l'énergie critique dépendant de la charge moyenne du matériau, et E_S est une constante d'énergie seuil [104]. Jusqu'à présent pour ces tests, E_C était supposée égale dans le MC et les données. Pour obtenir l'accord sur R2, E_C doit être plus grand dans le MC que la valeur courante. Étant donné que E_C est un paramètre effectif, il ne peut pas être modifié directement dans le MC. Pour obtenir cet effet dans la simulation, l'énergie du seuil de génération des particules secondaires de la gerbe doit être plus élevée. Cela signifie qu'en dessous de ce seuil aucune particule n'est générée, et ce cas peut représenter une sorte d'énergie critique. Comme conclusion, il semble que le calorimètre d'ingénierie possède un E_C plus grand que dans le MC.

5.4 Conclusion

Finalement, les protons et les électrons sont plutôt bien représentés dans la simulation, il reste néanmoins des questions à régler comme l'ajustement du comportement latéral avec celui longitudinal.

En utilisant 6 variables discriminantes dans un réseau de neurones, on obtient un pouvoir de séparation pour des protons de 120 GeV de 385 ± 44 (stat) ± 89 (syst) (respectivement 256 ± 26 (stat)) avec une efficacité de 95% pour les électrons de 50 GeV (respectivement 30 GeV). L'erreur systématique est dominée par le choix de la méthode d'intercalibration. Un pouvoir de séparation de 714 ± 46 est obtenue avec une efficacité de sélection de 90%. Une autre étude menée par P. Mastro [111] donne un pouvoir de séparation pour des protons de 120 GeV de 295 avec une efficacité de 87% pour les électrons de 50 GeV.

La configuration de séparation des énergies choisies représente le cas le plus défavorable de contamination hadronique pour les électrons de 50 GeV, et ne représente probablement qu'une limite inférieure du pouvoir de séparation du calorimètre. En effet, pour ces tests en faisceaux nous ne disposons pas d'identification externe de particules ni de système déterminant la position d'entrée de ces dernières. Ensuite, il faut signaler que le modèle d'ingénierie du calorimètre utilisée pour ces tests en faisceaux présentait des inhomogénéités pouvant dégrader les variables discriminantes. En outre, un facteur supplémentaire vient de la prise en compte des flux réels comme cela sera monté dans le chapitre suivant.

Troisième partie

Capacité de découverte

Chapitre 6

Acceptance des positons

Sommaire

6.1	Environnement	106
6.1.1	Simulation	106
6.1.2	Principe de la sélection	107
6.1.3	Définition de l'acceptance et de la rejection	107
6.2	Présélection	108
6.3	Selection	110
6.3.1	Système de mesure de temps de vol (TOF)	110
6.3.2	Trajectomètre	110
6.3.3	Détecteur à transition de Radiation	111
6.3.4	Calorimètre	113
6.4	Estimation des acceptances pour les électrons et les protons	118
6.4.1	Estimations monocinétiques	118
6.4.2	Estimations avec des gammes d'énergie	121
6.4.3	Normalisation aux vrais flux	127
6.4.4	Conclusion	129

Ce chapitre est dédié à la capacité du détecteur AMS-02 d'identifier les positons face au fond physique principal composé par les protons. Cette capacité est donnée par l'acceptance des positons par le détecteur face à un fond de protons. Chaque sous-détecteur participe à l'identification des e^+ .

6.1 Environnement

6.1.1 Simulation

La géométrie et les performances du détecteur AMS-02 sont simulées avec le programme GEANT 3 (version 3.21/14). Les performances et les caractéristiques du détecteur sont ajustées au vue des résultats des tests en faisceaux. Cette simulation est complétée par la reconstruction des événements pour une analyse standard avec différentes variables issues soit d'un sous-détecteur, comme la direction de la gerbe reconstruite dans le calorimètre, soit de la combinaison de plusieurs d'entre eux, comme la charge de la particule dont l'information vient essentiellement du RICH mais peut être complétée par le système de temps de vol et trajectomètre. Certaines de ces variables seront utilisées pour la selection des événements décrite dans la partie **6.1.2**. Les conditions de fonctionnement du détecteur sont en partie simulées (bruit électronique, canaux morts). La génération des particules se fait à la surface d'un cube autour du détecteur dont les faces ont pour coté 3.9 m soit une surface totale de $S = 15.21 \text{ m}^2$. Les particules sont générées sur ces surfaces sur un demi angle solide. Plusieurs types de simulation sont disponibles :

- type "NONE" dont la génération se fait sur les 6 faces du cubes, donnant comme acceptance de génération $6\pi S \text{ m}^2.\text{sr}$ soit $286.7 \text{ m}^2.\text{sr}$. C'est la simulation la plus réaliste mais elle est onéreuse en temps de calcul avec peu de particules au niveau du déclenchement,
- type "PL1" dont la génération se limite à la face supérieure du cube située au-dessus du détecteur ayant comme acceptance de génération $47.8 \text{ m}^2.\text{sr}$,
- type "ECALPL1" ayant la même surface de génération que "PL1" et étant optimisé pour que les événements soient susceptibles de passer dans le calorimètre.

Pour l'étude de l'acceptance, la production de masse de 2004 sera utilisée en prenant en compte les production de protons, d'électrons, de positons et d'hélium **[116]**. De plus, les particules ont été produites de façon monocinétiques ou suivant des gammes en énergies comme le résume le tableau **6.1**.

Particules générées	Energies monocinet.	Gamme d'énergie
électrons et positons	1,2,4,16,32,64,128, 256,512,1024 et 2048 GeV	[0.5-10], [10-200], et [200-1891] GeV
protons	1,2,4,16,32,64,128,256, 512,1024,2048 et 4096 GeV	[0.5-10], [10-200], et [200-1891] GeV

TAB. 6.1 – Tableau récapitulatif des productions des particules utilisées dans l'analyse.

6.1.2 Principe de la sélection

La sélection des positons se fait en combinant les informations des différents sous-détecteurs. Un événement de type positon comprend :

- une trajectoire se déplaçant de haut en bas : le sens de parcours est donné par le TOF,
- une trace chargée reconstruite par le tracker,
- une charge reconstruite égale à 1,
- une signature électromagnétique dans le calorimètre,
- et une signature électromagnétique dans le TRD.

Outre les signatures propres à chaque sous-détecteur, des critères croisés sont utilisés. Le plus puissant d'entre eux est le rapport de la quantité de moment \vec{p} mesurée dans le tracker et l'énergie déposée dans le calorimètre E_{calo} . Les autres sont basés sur la correspondance de la trace du trajectomètre avec la gerbe du calorimètre ou avec la trace du TRD. Ces selections peuvent être complétées à basse énergies ($E < 10$ GeV) par la mesure de la vitesse par le TOF ou le RICH qui doit être compatible avec la vitesse de la lumière. Il existe des signatures plus compliquées pour les positons. En effet, le positon traversant la partie sensible du détecteur peut émettre un photon de Bremsstrahlung. L'épaisseur de matériau avant le calorimètre représente $\sim 0.4 X_0$ correspondant à une probabilité de 30% d'émettre un photon qui prend en moyenne 40% de l'énergie du positon. Deux cas sont alors possibles lors d'une émission Bremsstrahlung :

- le γ se convertit en paire e^+e^- dans le tracker donnant des traces supplémentaires,
- le γ traverse le tracker sans interagir et fait une gerbe dans le calorimètre ou s'échappe.

Le premier cas peut être analysé si les traces du tracker sont reconstruites. Ce cas là n'est pas envisagée dans cette analyse. Pour le second cas, l'analyse est délicate pour les photons de basse énergie. En effet à haute énergie le γ est très collimé avec le positon donnant une gerbe quasiment superposée à celle du positon les rendant indissociable, tandis qu'à basse énergie, la deflexion du positon dans le champ magnétique plus importante entraîne la séparation des deux gerbes dans le calorimètre. Ainsi, un événement avec une trace dans le trajectomètre peut correspondre à plusieurs gerbes dans le calorimètre.

Le fond physique du signal positons est constitué principalement de protons et d'électrons. La selection sur les signatures électromagnétiques permet de séparer les positons des protons, tandis que le seul moyen de séparer les positons des électrons est la mesure de la courbure dans le trajectomètre qui est limitée à haute énergie. L'étude de la sélection des positons a été menée cependant sur les fichiers de simulation d'électrons, car la statistique d'événements simulés disponible était plus grande.

6.1.3 Définition de l'acceptance et de la rejection

L'acceptance de génération a été donnée dans la partie 6.1.1 et sera désignée par A_{gen} . Si le nombre d'événements générés est N_{sig} et le nombre d'événements après les coupures

est N_{sig}^C alors l'efficacité est définie naturellement comme :

$$\epsilon_{sig} = \frac{N_{sig}^C}{N_{sig}} \quad (6.1)$$

et l'acceptance comme :

$$A_{sig}^C = \frac{N_{sig}^C}{N_{sig}} A_{gen} = \epsilon_{sig} A_{gen}. \quad (6.2)$$

Ces définitions s'appliquent au fond et s'écrivent de la même façon :

$$A_{fond}^C = \frac{N_{fond}^C}{N_{fond}} A_{gen} = \epsilon_{fond} A_{gen}. \quad (6.3)$$

La "rejection" se définit pour l'ensemble des sélections C comme :

$$R_C = \frac{1}{A_{fond}^C}. \quad (6.4)$$

6.2 Présélection

Les événements sont générés autour du détecteur, mais seuls ceux répondant à l'un des critères suivants sont écrits en sortie :

- soit 3 des 4 plans du TOF ont été touchés,
- soit l'énergie déposée dans le calorimètre est supérieure à l'énergie d'un MIP ($E > 120 \text{ MeV}$).

Le premier critère correspond au déclenchement dit de "niveau 1" (LV1) [117] pour les particules chargés. Le deuxième correspond à un pré-déclenchement pour les photons. En réalité le déclenchement pour les photons est plus élaboré [118].

La présélection est alors appliquée sur ces événements avec les critères suivants :

- l'énergie déposée dans le calorimètre supérieure à 1 GeV,
- un à deux amas d'énergie reconstruits dans le calorimètre,
- une trace reconstruite dans le trajectomètre,
- une trace à trois traces reconstruites dans le TRD,
- la charge reconstruite dans le tracker valant +1 en absolu,
- la correspondance de la trace du trajectomètre avec la direction de la gerbe dans le plan de courbure inférieure à 5 cm.

Pour des raisons de statistiques l'étude sera faite avec des productions simulées de type "PL1". Mais il est nécessaire de signaler que ce choix ne biaise pas les acceptances obtenues comme le montre la figure 6.1 qui présente l'acceptance de la présélection présentée ci dessus pour les 3 types de génération.

Les figures 6.2 et 6.3 montrent respectivement pour une énergie donnée les acceptances de présélection en fonction de l'angle et de la coordonnée X de génération où les différents type de production donne la même acceptance de présélection.

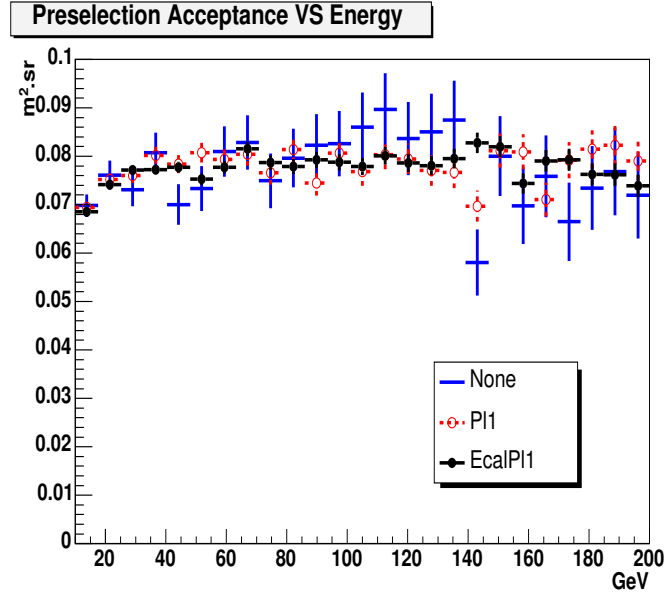


FIG. 6.1 – Acceptances de présélection en fonction de l'énergie pour des électrons engendrés suivant les types de production "NONE", "PL1" et "ECALPL1".

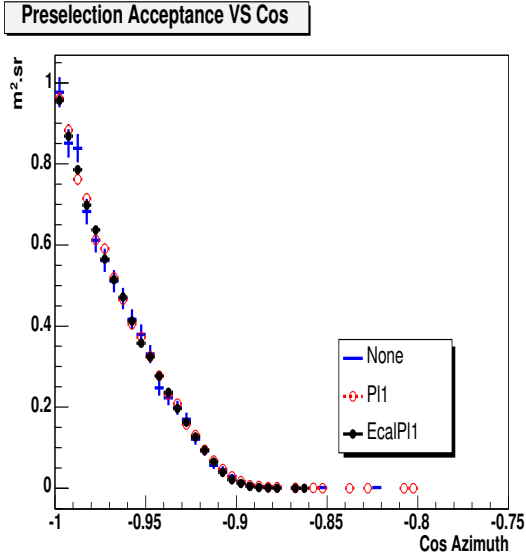


FIG. 6.2 – Acceptances de présélection en fonction de l'angle de génération pour des électrons engendrés suivant les types de production "NONE", "PL1" et "ECALPL1".

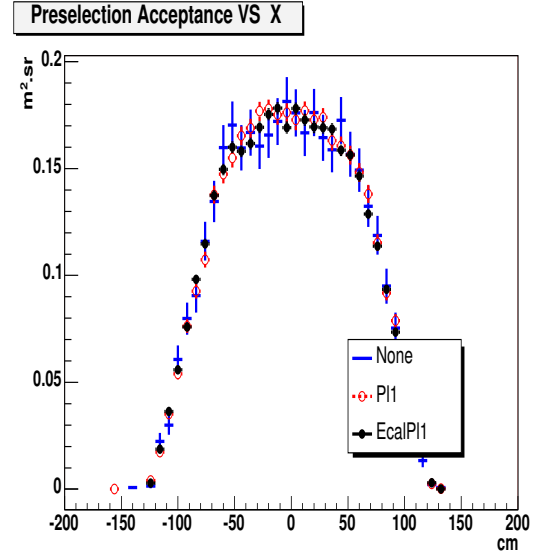


FIG. 6.3 – Acceptances de présélection en fonction de la coordonnées X de génération pour des électrons engendrés suivant les types de production "NONE", "PL1" et "ECALPL1".

6.3 Selection

La sélection utilise des critères différents suivant la gamme en énergie, d'une part pour traiter les cas des événements avec Bremsstrahlung et d'autre part pour tenir compte de l'évolution des variables discriminantes dans le calorimètre.

6.3.1 Système de mesure de temps de vol (TOF)

La coupure principale venant du TOF est celle reliée au sens de parcours de la particule qui doit traverser le détecteur de haut en bas. Ainsi la célérité β mesurée par le TOF doit être positive, $\beta > 0$. Pour les énergie $E < 10$ GeV, une coupure supplémentaire est appliquée pour que la vitesse des événements soit proche de la vitesse de la lumière. La coupure est telle que $\beta > 0.85$ comme le montre la figure 6.4, et la figure 6.5 donne l'acceptance pour cette sélection seule.

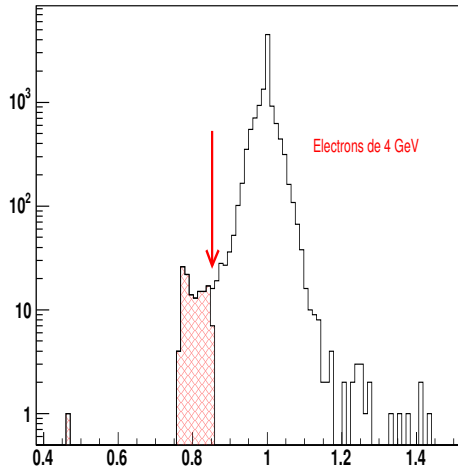


FIG. 6.4 – Célérité β mesurée dans le TOF pour des électrons de 4 GeV.

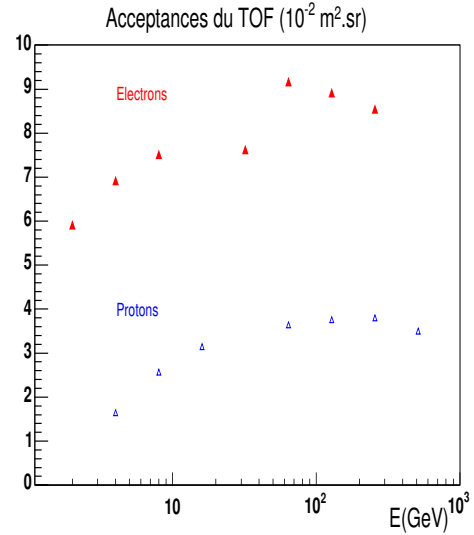


FIG. 6.5 – Acceptance après la sélection du TOF uniquement pour des électrons (rouge plein) et des protons (bleu vide) en fonction de l'énergie de génération.

6.3.2 Trajectomètre

Le rapport de l'énergie totale déposée dans le calorimètre E à la quantité de mouvement \vec{p} mesurée par le trajectomètre est en général $\frac{E}{||\vec{p}||} \geq 1$ pour des particules électromagnétiques et $\frac{E}{||\vec{p}||} < 1$ pour les hadrons, car ils ne déposent pas toute leur énergie dans le calorimètre comme le montre le figure 6.6.

La sélection sur le rapport est " $0.9 < \frac{E}{||\vec{p}||} < 10$ ". La coupure supérieure n'est pas trop sévère pour garder les événements positons qui ont émis des γ de Bremsstrahlung. En effet,

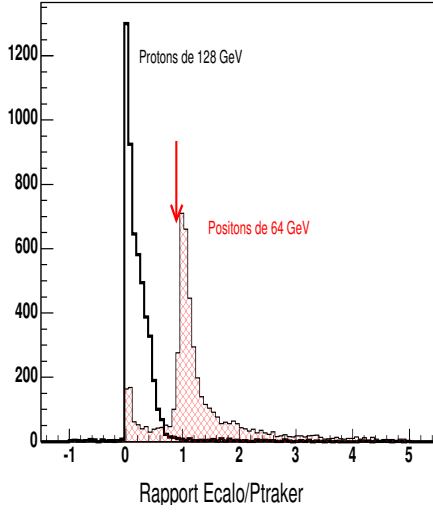


FIG. 6.6 – Distributions $E_{\text{calo}}/\vec{p}_{\text{trajec}}$ pour des positons de 64 GeV et des protons de 128 GeV.

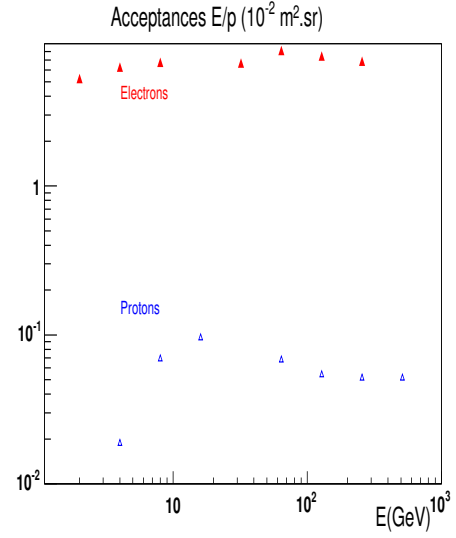


FIG. 6.7 – Acceptance après la coupure sur $\frac{E}{||\vec{p}||}$ uniquement pour des électrons (rouge plein) et des protons (bleu vide) en fonction de l'énergie de génération.

dans la mesure où le trajectomètre mesure le moment du positon et que le γ tombe dans le calorimètre le moment sera donc sous-estimé par rapport à l'énergie déposée dans le calorimètre. La figure 6.7 donne l'acceptance des positons et des protons après la coupure sur le rapport $\frac{E}{||\vec{p}||}$ et montre sa grande efficacité à rejeter le fond.

6.3.3 Détecteur à transition de Radiation

L'identification des particules traversant le TRD s'appuie sur la différence d'énergie déposée dans les tubes suivant les valeurs du facteur de Lorentz γ . Lors du passage de la particule dans les radiateurs situés avant les tubes comme le montre la figure 4.3 gauche, cette dernière émet des radiations X détectées dans les tubes si son facteur de Lorentz γ est supérieur à 10^3 . Dans ce contexte la méthode du likelihood, développée par G. Carosi et al. [119] et implémentée dans la reconstruction standard d'AMS-02, permet de séparer les positons des protons jusqu'à 300 GeV. Le likelihood \mathcal{L} s'écrit comme :

$$\mathcal{L} = \sum_{i=1}^N \log \frac{P(dE_i|e)}{P(dE_i|p)} \quad (6.5)$$

où N est le nombre de tubes, $P(dE_i|e)$ (et $P(dE_i|p)$) est la probabilité pour un électron (un proton) de déposer l'énergie dE_i dans le tube i . Ces probabilités sont représentées sur la figure 6.8.

Ces probabilités sont alors utilisées pour déterminer le likelihood \mathcal{L} , dont le résultat est illustré par la figure 6.9.

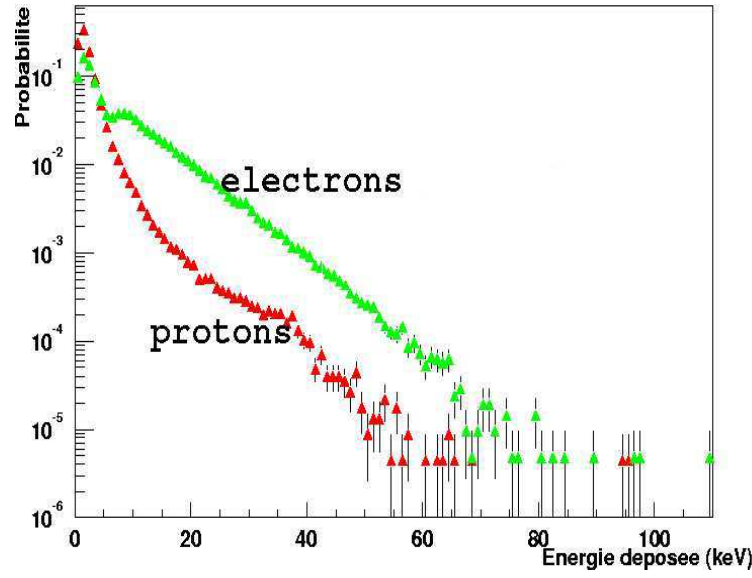


FIG. 6.8 – Probabilité pour des protons et des électrons de 10 GeV de déposer de l'énergie E (keV) dans les tubes du TRD [119].

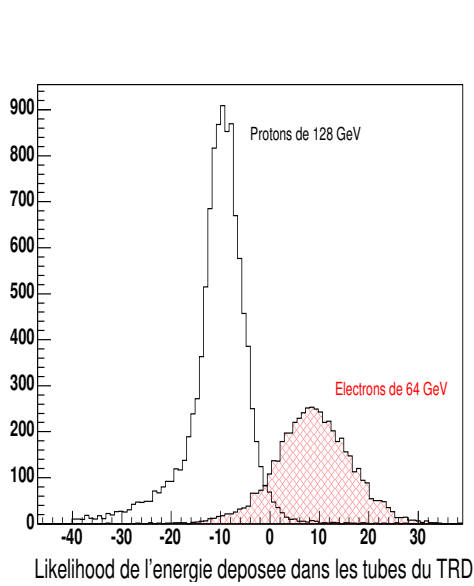


FIG. 6.9 – Distribution de likelihood pour des électrons de 64 GeV et des protons de 128 GeV.

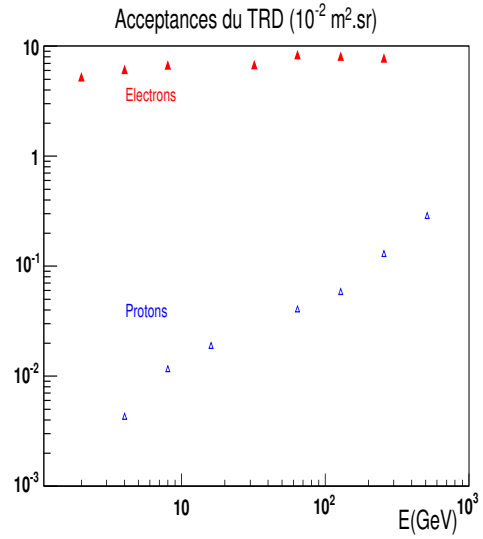


FIG. 6.10 – Acceptance après la sélection dans le TRD uniquement pour des électrons (rouge plein) et des protons (bleu vide) en fonction de l'énergie de génération.

La coupure supérieure à 0 sur la variable du likelihood \mathcal{L} permet de garder $\sim 90\%$ des e^\pm . L'acceptance obtenue avec cette coupure seule est montrée sur la figure **6.10**.

6.3.4 Calorimètre

La séparation positon-proton pour le calorimètre est basée sur un réseau de neurones à l'instar de celui utilisé pour l'analyse des données des tests en faisceaux. Cependant, la plupart des variables discriminantes varient avec l'énergie et leur pouvoir de séparation n'est pas également optimal sur une gamme d'énergie allant GeV au TeV.

Pour cette étude, le choix s'est porté sur le découpage de la gamme en énergie qui permet d'obtenir des séparations optimisées pour chaque gamme d'énergie. Il est nécessaire de connaître la variation des variables en fonction de l'énergie pour le choix des gammes.

Dépendance en énergie

Les variables disponibles pour notre analyse, décrites dans la partie **5.1.3**, possèdent des dépendances en fonction de l'énergie que l'on peut regrouper en deux catégories, celles dont la valeur moyenne augmente avec l'énergie et celles dont la valeur moyenne décroissent. Les variables croissantes sont :

- la fraction d'énergie autour de l'axe de la gerbe (2, 5 et 8 cm),
- la fraction d'énergie dans les 3 ou 5 premières supercouches,
- le "thrust",
- la position du maximum de gerbe,

et les variables décroissantes sont :

- l'énergie moyenne par pixel,
- la fraction d'énergie dans les 3 ou 5 dernières supercouches,
- la variance des cellules touchées,
- l'ellipsité de la gerbe dans le plan perpendiculaire à sa progression,
- la variable pied de gerbe.

Il existe une forme paramétrique pour chaque comportement capable de s'ajuster sur chaque variable. Ces formes paramétrisées définies comme f_{croiss} et $f_{decroiss}$ s'écrivent de la façon suivante :

$$f_{croiss}(E) = P_0(1 - P_1 e^{-P_2 E}) \quad \text{et} \quad (6.6)$$

$$f_{decroiss}(E) = P_0 + P_1 e^{-P_2 E}. \quad (6.7)$$

Les illustrations des ajustements des fonctions croissantes avec la fonction f_{croiss} sont montrées sur la figure **6.11** avec la variable fraction d'énergie déposée 2 cm autour de l'axe de la gerbe et sur la figure **6.12** pour la variable Thrust.

Pour les variables décroissantes les figures **6.13** et **6.14** illustrent les ajustements avec la fonction $f_{decroiss}$ respectivement sur la variable fraction d'énergie déposée dans les 3 dernières supercouches et sur la variable représentant l'ellipsité suivant le petit axe.

Concernant les dépendances des différentes variables, deux régimes apparaissent l'un pour des énergies $E < 100$ GeV où les variables varient vite tandis que pour les énergies $E > 100$ GeV les variables tendent vers une asymptote.

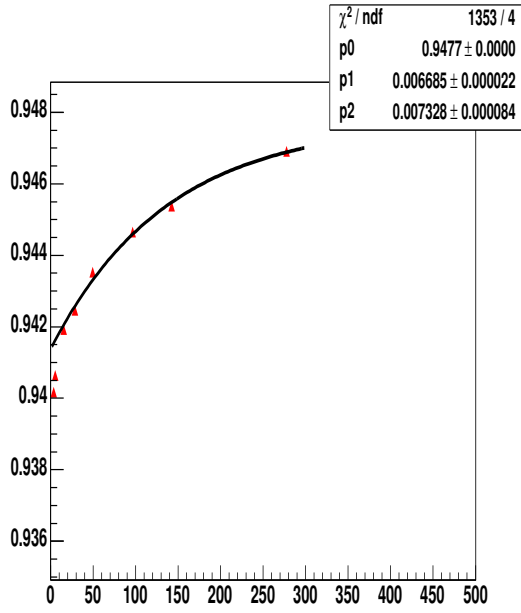


FIG. 6.11 – Fraction d'énergie déposée 2 cm autour de l'axe de la gerbe en fonction de l'énergie.

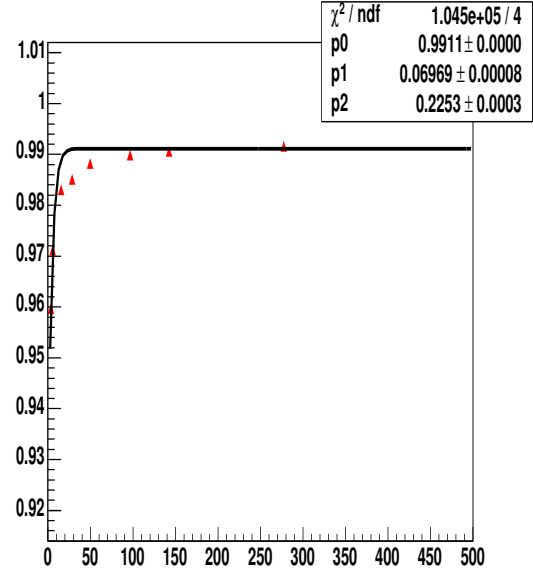


FIG. 6.12 – Thrust en fonction de l'énergie.

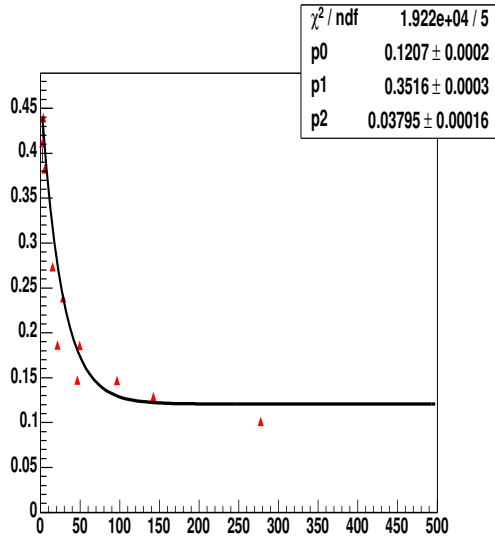


FIG. 6.13 – Fraction d'énergie déposée dans les 3 dernières supercouches en fonction de l'énergie.

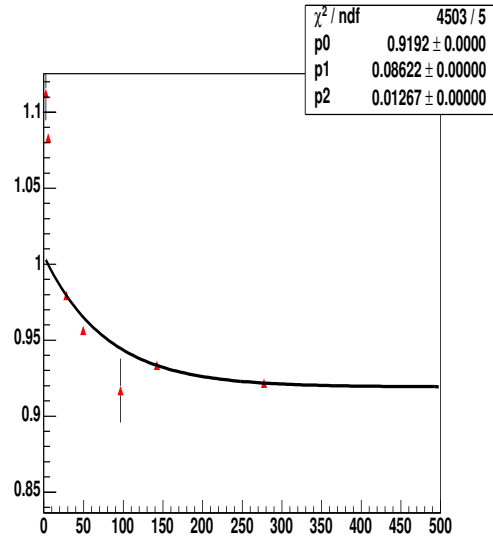


FIG. 6.14 – Ellipsite suivant le petit axe de la gerbe dans le plan perpendiculaire en fonction de l'énergie.

Variables

Suivant la dépendance énergétique des variables, la gamme d'étude du GeV jusqu'à 500 GeV, a été découpée en 5 gammes en fonction de l'énergie déposée dans le calorimètre E_{dep} . Quatre gammes sont nécessaires pour décrire les faibles énergies, $E < 35$ GeV. Une seule gamme couvre le reste des énergies. Les variables utilisées dans chaque gamme sont données ci-dessous :

- pour $E_{dep} < 5$ GeV : le Rapport d'E dans 2 cm, Fraction dans les 3 premières supercouches, le Maximum de la gerbe, l'Énergie moyenne par pixel, le Thrust suivant l'axe X et la Variance,
- pour $5 \text{ GeV} < E_{dep} < 15$ GeV : le Rapport d'E dans 2 cm, la Fraction dans les 3 premières supercouches, le Maximum de la gerbe, l'Énergie moyenne par pixel, l'Ellipsité suivant le petit axe et la Variance,
- pour $15 \text{ GeV} < E_{dep} < 25$ GeV : Rapport d'E dans 2 cm, la Fraction dans les 3 premières supercouches, le Maximum de la gerbe, Surface de la gerbe, le Thrust et la Variance,
- pour $25 \text{ GeV} < E_{dep} < 35$ GeV : le Rapport d'E dans 2 cm, Fraction dans les 3 premières supercouches, Maximum de la gerbe, Énergie moyenne par pixel, Ellipsité suivant le petit axe et la Variance,
- pour $E_{dep} > 35$ GeV : le Rapport d'E dans 2 cm, Fraction dans les 3 premières supercouches, Maximum de la gerbe, Énergie moyenne par pixel, le Thrust et la Variance.

Ainsi, un réseau de neurones a été entraîné dans chacune de ces gammes avec des électrons d'énergie correspondante et des protons susceptibles de déposer l'énergie de ces gammes. Les particules ont été générées au dessus du calorimètre avec un angle d'incidence $\theta \in$ variant de 0 à 5°. Un exemple de la sortie d'un réseau de neurones pour la gamme $E_{dep} < 5$ GeV est présenté par la figure **6.15**. Les coupures sur les différents réseaux de neurones sont définies de façon à conserver 99% des événements électrons ayant la même énergie que ceux utilisés pour l'entraînement. Par conséquent, la mesure de l'énergie dans le calorimètre détermine le réseau de neurones à utiliser, et les événements sélectionnés sont ceux qui ont une valeur de sortie du réseau de neurones supérieure à la coupure établie.

Cas des événements avec Bremsstrahlung

Les événements produisant des γ de Bremsstrahlung requièrent plus de précautions à basse énergie. En effet, les γ produits à haute énergie sont très collimés avec le positon originel et produisent une seule gerbe électromagnétique. Le problème apparaît donc à basse énergie quand le photon tombe dans le calorimètre créant une gerbe supplémentaire. Pour un grand nombre de ces événements une seule gerbe est reconstruite dans le calorimètre par le code standard AMS-02. La particule non-reconstruite dégrade ainsi les distributions des variables en augmentant la largeur des distributions. Cet effet affecte essentiellement les variables reposant sur les caractéristiques perpendiculaires à la progression de la gerbe. Cette configuration s'apparente à l'étude menée lors des tests en faisceaux 2002 concernant les événements empilés dans la partie **5.3.3**. Les pics locaux sont recherchés dans chaque couche du calorimètre. Lors de la reconstruction de la gerbe, les cellules touchées sont regroupées par couche en paquets, nommés "clusters", ces derniers étant ensuite re-

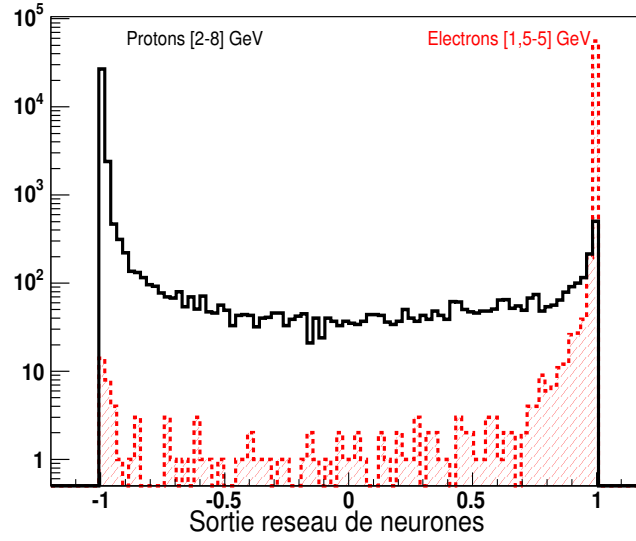


FIG. 6.15 – *Sortie du réseau de neurones de la gamme $E_{dep} < 5$ GeV sur les événements générés au-dessus du calorimètre.*

groupés pour former la gerbe. La figure **6.16** indique le nombre de plan contenant plus de 1 "cluster" pour des électrons de 16 GeV : 60% des électrons présentent au moins deux plans avec plus de 1 "cluster".

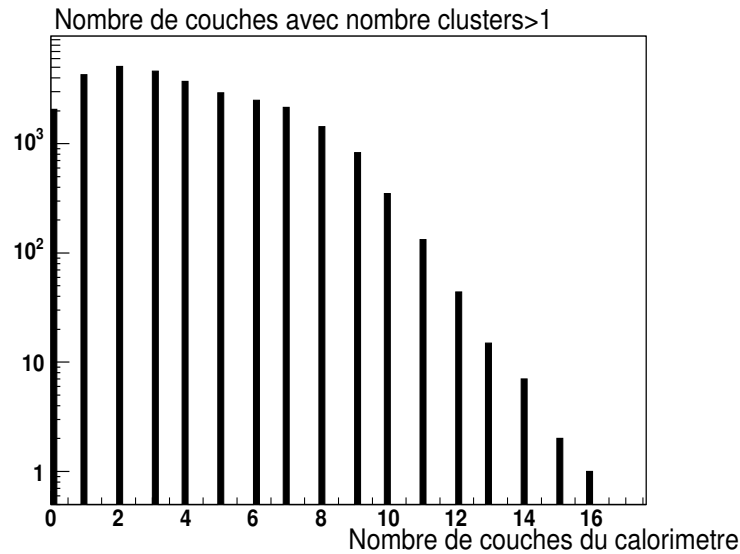


FIG. 6.16 – *Nombre de plans contenant plus de 1 cluster pour des électrons de 16 GeV.*

Pour tenter de récupérer ces événements, seuls les clusters les plus énergétiques de chaque plan sont conservés comme l'illustre la figure 6.17 où les "clusters" conservés sont indiqués en noir.

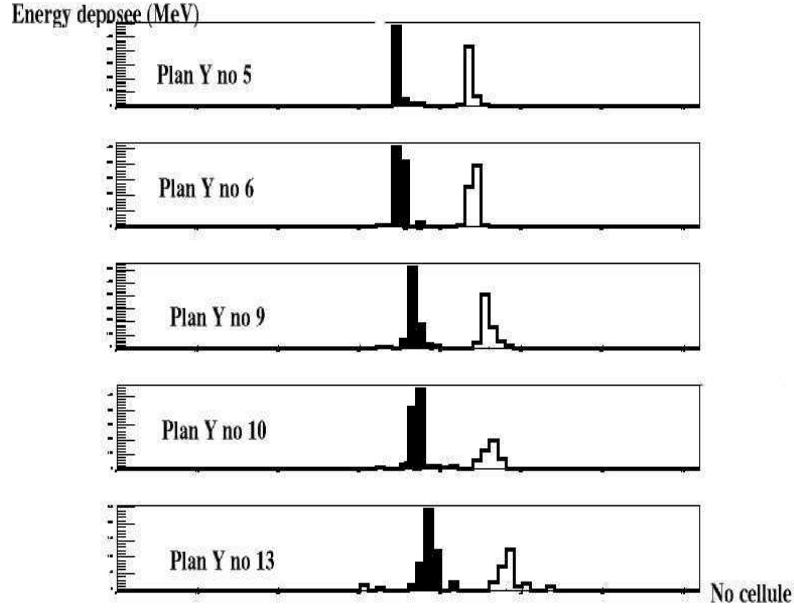


FIG. 6.17 – Plans suivant Y représentant l'énergie déposée dans les cellules en fonction de leur position.

Cette sélection permet de conserver la trace la plus énergétique, et d'éliminer de plus les clusters parasites. Les variables discriminantes sont alors construites à partir de ces seuls "clusters". Cette méthode n'augmente pas le fond de protons. Ainsi, la figure 6.18 présente l'acceptance pour les électrons et les protons en utilisant les critères de sélection liés au calorimètre.

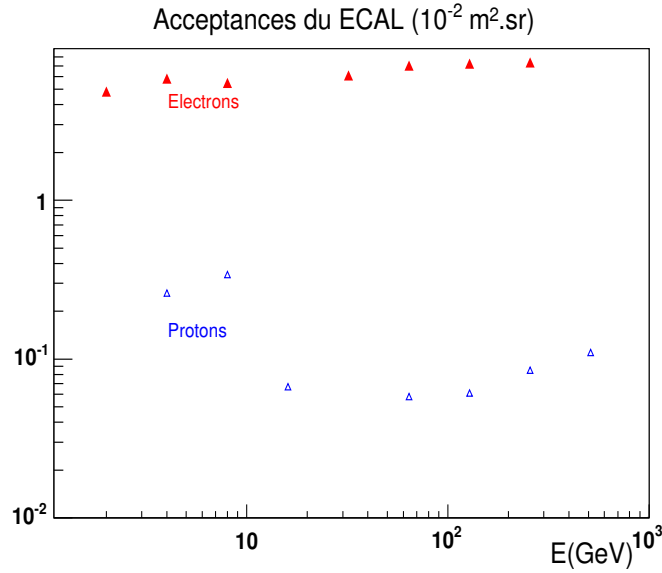


FIG. 6.18 – Acceptance du ECAL uniquement pour des électrons (rouge plein) et des protons (bleu vide) en fonction de l'énergie de génération.

6.4 Estimation des acceptances pour les électrons et les protons

6.4.1 Estimations monocinétiques

L'acceptance totale des positons a tout d'abord été estimée avec des électrons d'énergie monocinétique car la statistique de ces derniers est grande. Cette approche permet aussi de comparer les résultats avec les études précédentes [111]. Les résultats sont présentés dans le tableau 6.2. L'acceptance des électrons augmente avec l'énergie car la résolution du rapport $\frac{E}{||\vec{p}||}$ s'améliore grâce à la mesure de l'énergie déposée dans le calorimètre.

De la même façon l'acceptance des protons, pris pour des électrons, est dans un premier temps estimée pour des énergies fixes dont les résultats sont donnés dans le tableau 6.3. Pour quelques points en énergie, seule une limite supérieure a pu être donnée à cause d'une statistique plus limitée.

L'acceptance des protons augmente au delà de 200 GeV car l'efficacité de séparation positons-protons du TRD diminue à haute énergie. Cependant elle reste inférieure à $5.10^{-6}\text{m}^2.\text{sr}$. Les résultats de l'acceptance pour les électrons et les protons sont illustrés par la figure 6.19.

L'acceptance des électrons et des protons obtenues par cette analyse est comparable avec les études précédentes [111], c'est à dire que l'acceptance moyenne des électrons est de $4.5 \cdot 10^{-2}\text{m}^2.\text{sr}$. Toutefois certaines différences apparaissent ponctuellement. En effet, les méthodes d'analyses sont très différentes. En outre, la simulation du détecteur a été modifiée pour tenir compte en particulier des allégements subis par les différents sous-

Énergie des électrons	Acc. de présélec. ($10^{-2}\text{m}^2.\text{sr}$)	Efficacité calo. (%)	Efficacité totale (%)	Acc. tot. ($10^{-2}\text{m}^2.\text{sr}$)
2	6.00	80	60	$3.666 \pm 0.004 (stat)$
4	7.00	83	64	$4.516 \pm 0.005 (stat)$
8	7.61	70	54	$4.231 \pm 0.009 (stat)$
32	8.88	70	53	$4.805 \pm 0.009 (stat)$
64	9.45	74	56	$5.325 \pm 0.015 (stat)$
128	9.33	77	53	$5.020 \pm 0.010 (stat)$
256	9.15	80	49	$4.530 \pm 0.020 (stat)$

TAB. 6.2 – Efficacités et acceptances pour des électrons de différentes énergies de génération. Les efficacités sont normalisées par rapport à l'échantillon d'électrons présélectionnés.

Énergie des protons	Acc. de présélec. ($10^{-2}\text{m}^2.\text{sr}$)	Efficacité calo. (%)	Efficacité totale (%)	Acc. tot. ($10^{-2}\text{m}^2.\text{sr}$)
4	1.68	17.16	$< 2.8.10^{-3}$	$< (4.8 \pm 1.0).10^{-5} (stat)$
8	2.69	13.85	$7.2.10^{-3}$	$(1.95 \pm 0.14).10^{-4} (stat)$
16	3.36	4.91	$1.4.10^{-3}$	$(4.8 \pm 1.0).10^{-5} (stat)$
64	3.93	1.38	$< 2.4.10^{-3}$	$< (9.5 \pm 1.4).10^{-5} (stat)$
128	4.10	1.49	$3.5.10^{-3}$	$(1.45 \pm 0.1).10^{-4} (stat)$
256	4.2	2.02	$1.2.10^{-2}$	$(5.0 \pm 0.3).10^{-4} (stat)$
512	3.93	2.81	$1.03.10^{-2}$	$(4.1 \pm 0.3).10^{-4} (stat)$

TAB. 6.3 – Efficacités et acceptances pour des protons de différentes énergies de génération. Les efficacités sont normalisées par rapport à l'échantillon de protons présélectionnés.

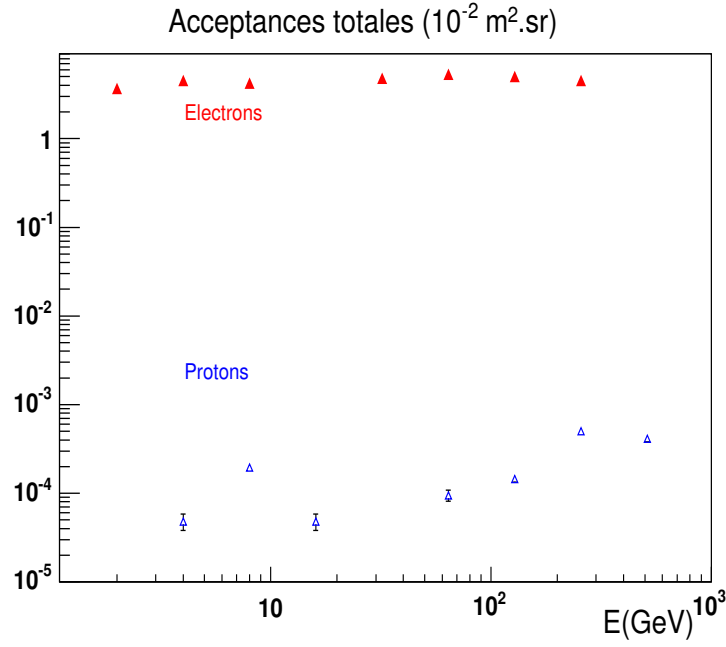


FIG. 6.19 – Acceptances totales pour les électrons (rouge plein) et les protons (bleu vide) en fonction de l'énergie de génération.

détecteurs. Ainsi, pour $E_{dep} < 5$ GeV cette étude donne une meilleure acceptance en prenant en compte les événements avec Bremsstrahlung, tandis qu'elle donne des valeurs plus faibles pour les gammes entre 5 et 35 GeV. Cependant l'optimisation sur le choix des variables suivant les gammes peut encore être améliorée.

6.4.2 Estimations avec des gammes d'énergie

Comme cela a été montré dans le tableau 6.1 les particules ont été produites par gammes d'énergie selon une distribution représentée sur la figure 6.20. Il est important de remarquer que suivant les gammes d'énergie le nombre de particules engendrées diffère et il faut repondérer les gammes entre elles pour obtenir la distribution continue de la figure 6.20. Cette distribution ne représente pas cependant le flux attendu : la production à haute énergie est amplifiée par rapport au flux réel.

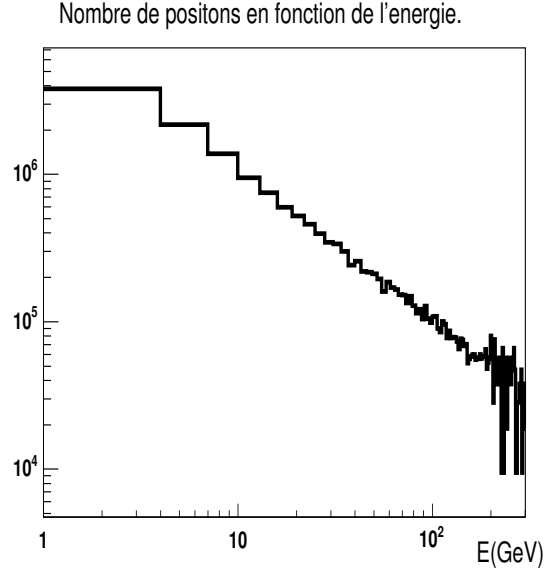


FIG. 6.20 – Nombre de positons générés en fonction de l'énergie.

Les critères utilisés pour l'étude monocinétique sont réappliqués sur les positons, les électrons et les protons. Lors de l'analyse, le réseau choisi est celui correspondant à la gamme d'énergie correspondant à l'énergie déposée dans le calorimètre par les électrons ou les protons.

Acceptances électromagnétiques

Les résultats de l'acceptance pour les électrons sont présentés dans le tableau 6.4, où l'on retrouve les ordres de grandeur des acceptances monocinétiques. C'est illustré par la figure 6.21.

Les résultats pour les positons sont présentés dans le tableau 6.5 et illustrés par la figure 6.22. L'acceptance des positons est du même ordre de grandeur que celle des électrons si l'on ne prend pas en compte le signe de la rigidité.

Le fond électromagnétique des positons est constitué par les électrons dont la charge est mal reconstruite. Le seul critère pour séparer les deux particules est le signe obtenu par la courbure de la trace dans le trajectomètre. Le tableau 6.6 présente l'acceptance des électrons reconstruits avec la charge du positon. L'acceptance des électrons reconstruits

Énergie des électrons	Acc. de présélec. ($10^{-2}\text{m}^2.\text{sr}$)	Efficacité calo. (%)	Efficacité totale (%)	Acc. tot. ($10^{-2}\text{m}^2.\text{sr}$)
[0.5 – 10]	4.81	77	59	$2.878 \pm 0.002 (stat)$
[10 – 200]	8.82	66	46	$4.081 \pm 0.003 (stat)$
[200 – 1789]	8.74	75	35	$3.118 \pm 0.007 (stat)$

TAB. 6.4 – Efficacités estimées pour des électrons pour différentes gammes d'énergies de génération. Les efficacités sont normalisées par rapport à l'échantillon d'électrons présélectionnés.

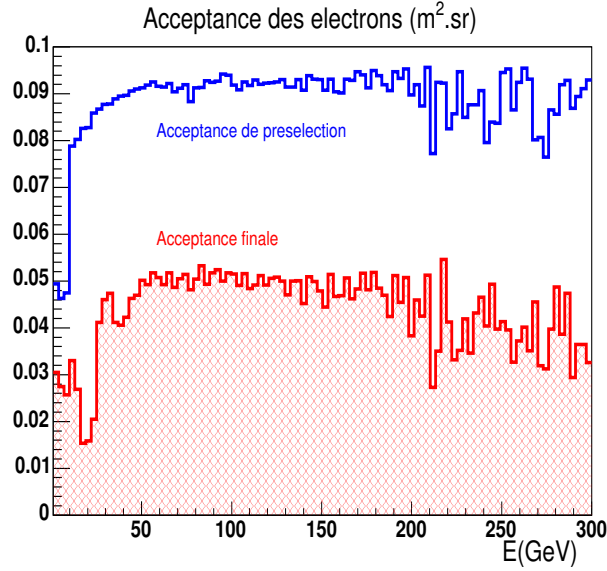


FIG. 6.21 – Acceptance des électrons en fonction de l'énergie de génération.

Énergie des positons	Acc. de présélec. ($10^{-2}\text{m}^2.\text{sr}$)	Efficacité calo. (%)	Efficacité totale (%)	Acc. tot. ($10^{-2}\text{m}^2.\text{sr}$)
[0.5 – 10]	4.18	79	60	$2.540 \pm 0.004 (stat)$
[10 – 200]	8.83	66	46	$4.125 \pm 0.007 (stat)$
[200 – 1789]	6.30	78	34	$2.173 \pm 0.004 (stat)$

TAB. 6.5 – Efficacités et acceptances pour des positons de différentes gammes en énergies. Les efficacités sont normalisées à l'échantillon de positons présélectionnés.

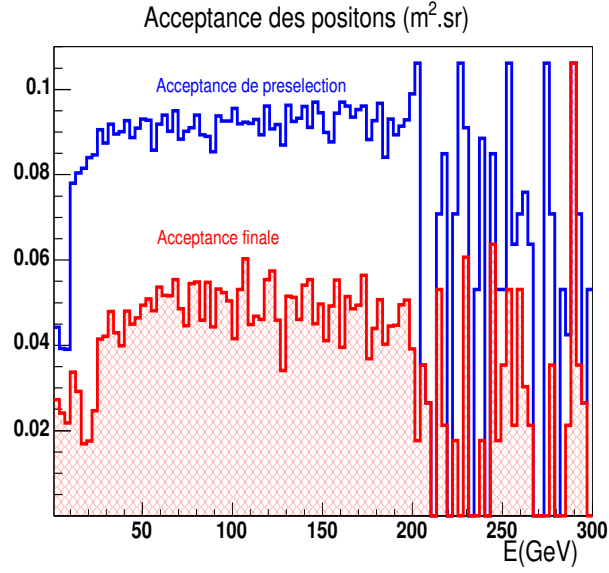


FIG. 6.22 – Acceptance des positons en fonction de l'énergie de génération.

avec une mauvaise charge augmente avec l'énergie ce qui correspond à la difficulté croissante du trajectomètre de distinguer les courbures. Elle reste inférieure à $3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$. dans la gamme $[10-200]$, et le rapport de l'acceptance positons sur celle des électrons avec charge opposée est de 140. Ce rapport est supérieur au rapport des flux attendu dans l'espace qui est inférieur à 40 jusqu'à 300 GeV comme le montre la figure 4.2.

Énergie des élec.	Acc. de présélec. ($10^{-2} \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$)	Efficacité calo. (%)	Efficacité totale (%)	Acc. tot. ($10^{-2} \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$)
$[0.5 - 10]$	4.81	77	0.1	$(5.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-3} (stat)$
$[10 - 200]$	8.82	66	0.34	$(3.00 \pm 0.04) \cdot 10^{-2} (stat)$
$[200 - 1789]$	8.74	75	0.87	$(7.7 \pm 0.1) \cdot 10^{-2} (stat)$

TAB. 6.6 – Efficacités et acceptances pour des électrons reconstruits avec une charge opposée dans différentes gammes en énergies. Les efficacités sont normalisées à l'échantillon d'électrons présélectionnés.

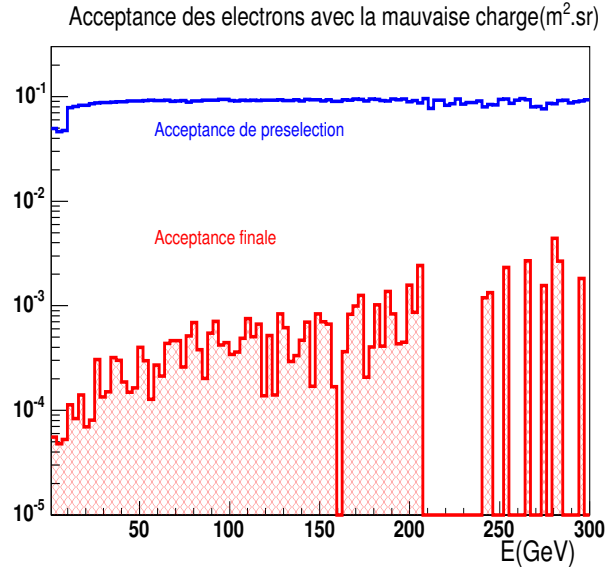


FIG. 6.23 – Acceptance des électrons avec la mauvaise charge en fonction de l'énergie générée.

Acceptances hadroniques

Les acceptances pour les protons sont données dans le tableau 6.7 et illustrées sur la figure 6.24.

Énergie des protons	Acc. de présélec. ($10^{-2}\text{m}^2.\text{sr}$)	Efficacité calo. (%)	Efficacité totale (%)	Acc. tot. ($10^{-2}\text{m}^2.\text{sr}$)
[0.5 – 10]	1.03	15.5	$3.4 \cdot 10^{-3}$	$(3.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-5} (stat)$
[10 – 200]	3.76	5.6	$6.6 \cdot 10^{-3}$	$(2.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-4} (stat)$
[200 – 1789]	4.34	4.5	$6.0 \cdot 10^{-2}$	$(2.55 \pm 0.04) \cdot 10^{-3} (stat)$

TAB. 6.7 – Efficacités et acceptances pour des protons de différentes gammes en énergies de génération. Les efficacités sont normalisées à l'échantillon de protons présélectionnés.

L'acceptance des protons augmente avec l'énergie, surtout au delà de 200 GeV où l'efficacité de separation du TRD diminue. L'énergie déposée par les protons est dans 20% des cas inférieure à 2 GeV et dans 54% des cas supérieure à 300 GeV. L'acceptance des noyaux d'Helium est montrée dans le tableau 6.8 et l'illustration est donnée par la figure 6.25.

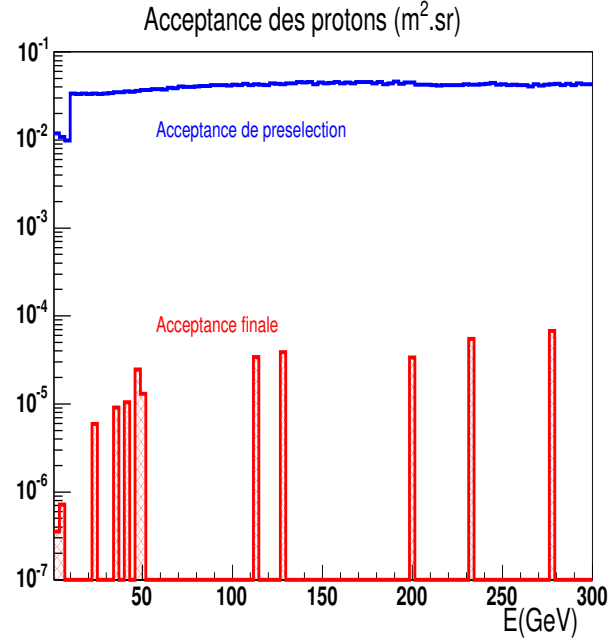


FIG. 6.24 – Acceptance de protons en fonction de l'énergie générée.

Énergie des helium	Acc. de présélec. ($10^{-2}\text{m}^2.\text{sr}$)	Efficacité calo. (%)	Efficacité totale (%)	Acc. tot. ($10^{-2}\text{m}^2.\text{sr}$)
[2 – 400]	0.376	6.86	0.69	$(3.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-3} (stat)$

TAB. 6.8 – Efficacités et acceptances pour des noyaux d'hélium pour la gamme en énergie [2-400] GeV. Les efficacités sont normalisées à l'échantillon d'héliums présélectionnés.

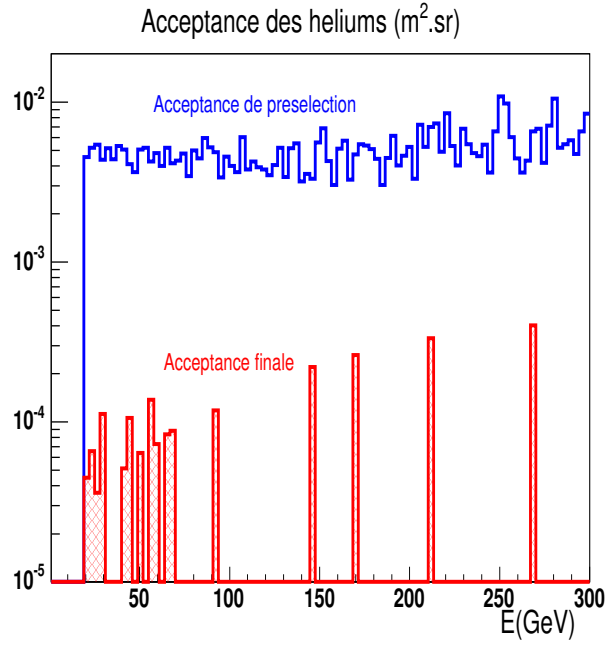
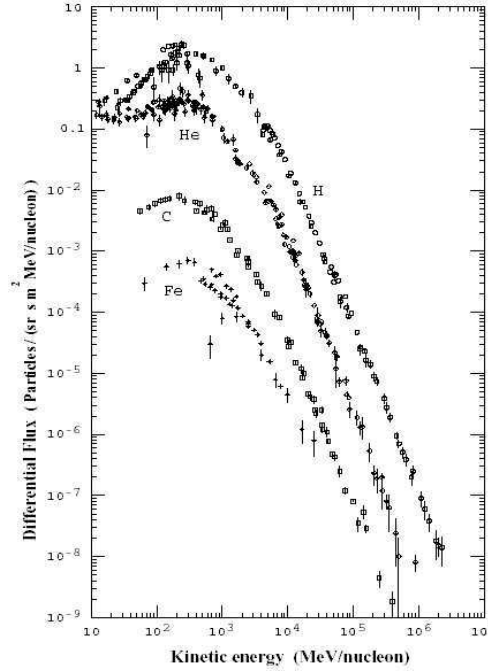


FIG. 6.25 – *Acceptance d'hélium en fonction de l'énergie générée.*

L'acceptance finale des héliums est plus grande que celle des protons, mais le flux d'hélium, comme le montre la figure 6.26, est au moins 10 fois plus faible que celui des protons rendant le fond d'hélium du même ordre que celui des protons .

En conclusion, l'acceptance des positons est supérieure à $4.5 \cdot 10^{-2} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{sr}$ dans la gamme [30-200] GeV. Celle des protons, et des héliums, représentant le fond est dans cette même gamme est au moins à 3 ordres de grandeur plus bas que les positons. L'augmentation de l'acceptance des protons à haute énergie n'est pas gênant car il faut prendre en compte le flux réel des protons ce qui est fait dans la paragraphe suivant.

FIG. 6.26 – *Flux mesurés de différents noyaux [71].*

6.4.3 Normalisation aux vrais flux

Le spectre des protons cosmiques suit une loi de puissance, comme cela a été montré dans le cas des positons dans le chapitre 3. L'indice spectral mesuré pour les protons avec AMS-01 est de 2.78 [120], et le nombre de protons peut être pondéré comme le montre la figure 6.27. L'acceptance des protons est ainsi pondérée par les vrais flux et le résultat est présenté sur la figure 6.28 et dans le tableau 6.9.

Énergie des protons	Acc. réelle ($10^{-2}\text{m}^2.\text{sr}$)
[0.5 – 10]	$(2.9 \pm 0.4).10^{-5}(\text{stat})$
[10 – 200]	$(8.4 \pm 2.2).10^{-6}(\text{stat})$
[200 – 1789]	$(4.3 \pm 1.8).10^{-6}(\text{stat})$

TAB. 6.9 – *Efficacités estimées pour des protons pour gammes différentes énergies de génération pour un flux réel. Les efficacités sont normalisées par rapport à l'échantillon de positons présélectionnés.*

L'acceptance des protons diminue d'autant plus que l'énergie initiale est grande. En conclusion, l'acceptance moyenne des des protons est $A_p < 8.4 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2.\text{sr}$ au delà de 10 GeV.

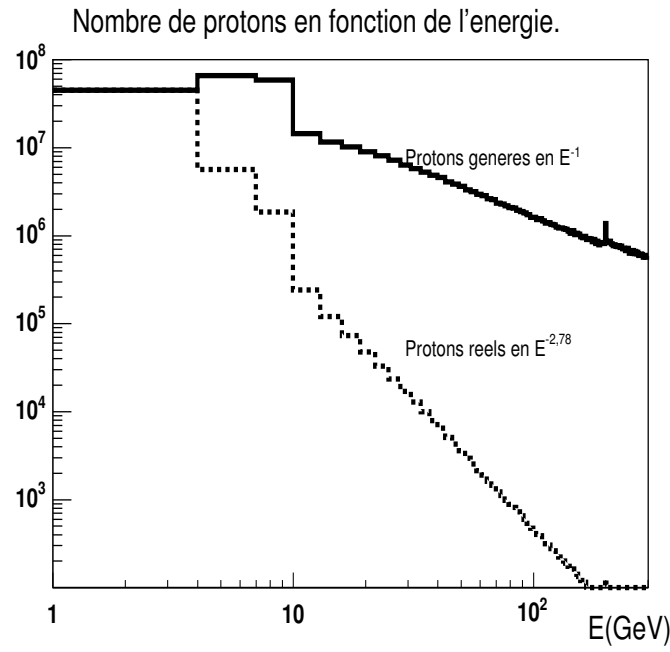


FIG. 6.27 – Nombre de protons générés et protons suivant le flux réel en fonction de l'énergie.

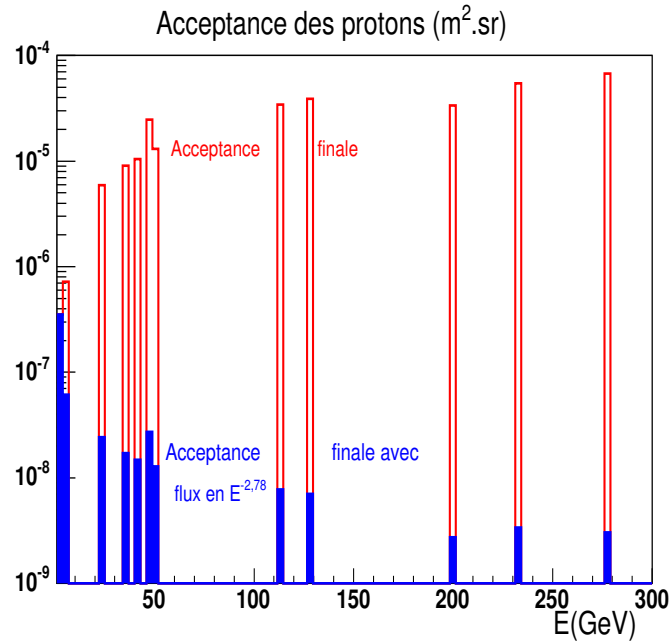


FIG. 6.28 – Acceptance de protons en fonction de l'énergie générées avec un flux réel en $E^{-2.78}$.

6.4.4 Conclusion

L'acceptance finale d'AMS-02 aux positons a été déterminée en utilisant les informations de plusieurs sous détecteurs. La méthode basée sur les réseaux de neurones, testée sur les données du calorimètre prises en faisceaux, a été adaptée pour couvrir une grande gamme d'énergie allant du GeV au TeV. Une sélection complémentaire pour tenir compte des événements avec Bremsstrahlung a été aussi mise au point. L'acceptance moyenne s'élève à $4.5 \cdot 10^{-2} \text{m}^2 \cdot \text{sr}$ pour une acceptance au fond proton inférieure à $8 \cdot 10^{-8} \text{m}^2 \cdot \text{sr}$ au delà de 10 GeV et $2.9 \cdot 10^{-7}$ entre 0.5 et 10 GeV. Cette acceptance est estimé pour la première fois à partir de la simulation d'un vrai flux de protons.

Chapitre 7

Mesure de flux e^+ et signaux exotiques dans AMS-02

Sommaire

7.1	Le fond e^+ d'origine conventionnelle	132
7.2	Signature indirecte d'annihilation de neutralino	134
7.2.1	Codes utilisés	134
7.2.2	Jeux de paramètres "courants"	135
7.2.3	Balayage de l'espace des paramètres SuSy $(m_0, m_{1/2})$	143
7.3	Non-universalité dans le MSSM	148
7.3.1	Cas $M_3 = 80\%m_{1/2}$	148
7.3.2	Cas $M_3 = 50\%m_{1/2}$	150
7.4	Conclusion	152

Dans ce chapitre, le fond de positons d'origine conventionnelle est discuté dans la première partie. L'analyse du chapitre 6 permet de connaître l'acceptance du détecteur AMS-02 pour la mesure du spectre de positons cosmiques. D'après l'estimation du pouvoir de rejection obtenue dans le chapitre 6 et avec la connaissance actuelle des flux, l'expérience peut donner une mesure suffisamment précise pour contraindre tout d'abord le fond des e^+ d'origine conventionnelle. Dans le cas où cette mesure confirme la distorsion observée par HEAT [61] il sera nécessaire d'ajouter au fond un signal exotique. Les outils utilisés dans cette deuxième partie sont détaillés dans un premier paragraphe. La deuxième partie est consacrée au potentiel de mise en évidence d'un signal exotique issu d'annihilation de neutralino χ par AMS-02.

7.1 Le fond e^+ d'origine conventionnelle

Pour le fond de positon, la terminologie de "secondaire" est employée car le fond des positons résulte des interactions de protons sur le milieu interstellaire, tandis que le terme primaire est attribué aux contributions directes d'une réaction comme l'explosion de supernovæ. Concernant les fonds d'électrons et de positons, cette étude utilise les paramétrages de Baltz [75] des fonds obtenus à partir des calculs de Moskalenko [121] pour un modèle sans réaccélération. Les flux primaires et secondaires d'électrons et de positons secondaires s'écrivent de la façon suivante :

$$\left(\frac{d\Phi}{dE}\right)_{e^- \text{ prim. fond}} = \frac{0.16\epsilon^{-1.1}}{1 + 11\epsilon^{0.9} + 3.2\epsilon^{2.15}} \text{ GeV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}, \quad (7.1)$$

$$\left(\frac{d\Phi}{dE}\right)_{e^- \text{ seco. fond}} = \frac{0.7\epsilon^{0.7}}{1 + 110\epsilon^{1.5} + 600\epsilon^{2.9} + 1500\epsilon^{4.2}} \text{ GeV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}, \quad (7.2)$$

$$\left(\frac{d\Phi}{dE}\right)_{e^+ \text{ seco. fond}} = \frac{4.5\epsilon^{0.7}}{1 + 650\epsilon^{2.3} + 1500\epsilon^{4.2}} \text{ GeV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}, \quad (7.3)$$

où $\epsilon = \frac{E}{1 \text{ GeV}}$. Ces paramétrages sont en accord à $\pm 10\text{-}15\%$ avec les calculs de par Moskalenko et al [121] dans l'intervalle $10^{-3} - 10^3 \text{ GeV}$.

Les nombres de positons, électrons et protons attendus à une énergie E dans l'intervalle de temps ΔT , pour un intervalle d'énergie ΔE pour un flux F , et une acceptance A sont donnés par les relations suivantes :

$$N_{e^+}(E) = F_{e^+}(E) A_{e^+}(E) \Delta E \Delta T \quad (7.4)$$

$$N_{e^-}(E) = F_{e^-}(E) A_{e^-}(E) \Delta E \Delta T \quad (7.5)$$

$$N_p(E) = F_p(E) A_p(E) \Delta E \Delta T \quad (7.6)$$

où les acceptances A_{e^+} , A_{e^-} , et A_p ont été établies dans la partie 6.4. La figure 7.1 montre le flux positons secondaires ainsi obtenu avec l'équation 7.3.

Le nombre de positons attendus par AMS-02 pour une durée $\Delta T = 3 \text{ ans}$ et avec une acceptance moyenne $A_{e^+} = 4.5 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$ est présenté par la figure 7.2.

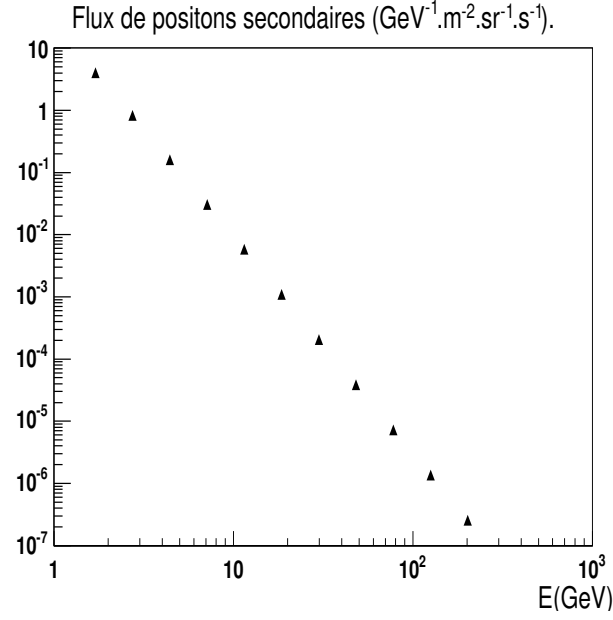
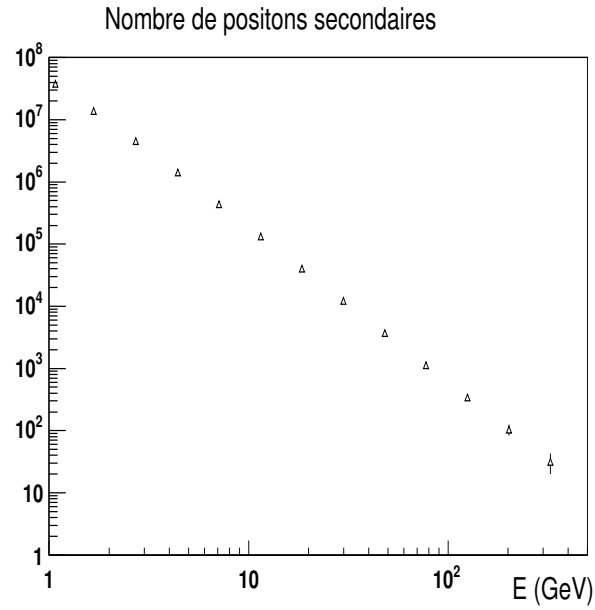


FIG. 7.1 – Flux des positons secondaires suivant le paramétrage 7.3.

FIG. 7.2 – Nombre de positons attendus par l'expérience AMS-02 pour 3 ans de prise de données pour des intervalles ΔE croissant logarithmiquement avec les erreurs associées.

7.2 Signature indirecte d'annihilation de neutralino

Dans cette partie, tous les modèles entrent dans le cadre du modèle m-Sugra décrit dans la partie **2.1.3** de ce manuscrit. Le flux de positons peut s'écrire de façon synthétique comme

$$\Phi_{e^+}^{XX} \propto \rho^2 \frac{\langle \sigma v \rangle}{m_\chi^2} G(\vec{x}, t \leftarrow \vec{x}_0, t_0). \quad (7.7)$$

Il dépend d'un terme cosmologique avec la densité de matière noire ρ , et du terme astrophysique de propagation représenté par la fonction $G(\vec{x}, t \leftarrow \vec{x}_0, t_0)$, et d'un terme propre à la physique des particules avec $\langle \sigma v \rangle$ qui représente la section efficace d'annihilation des neutralinos. Après avoir décrit les outils utilisés, certains modèles courants de la littérature seront présentés. Et en particulier, ils seront comparés aux données mesurées par l'expérience HEAT. Cette étude montre aussi l'amélioration statistique des mesures par l'expérience AMS-02. Ensuite, un balayage de l'espace des paramètres de m-Sugra, dans le plan $(m_0, m_{1/2})$, présentera les canaux d'annihilation et la visibilité des signaux de positons.

7.2.1 Codes utilisés

Pour les études présentées dans les paragraphes suivants plusieurs codes ont été utilisés. Le premier est le code public DarkSusy [122] développé par Gondolo et al. [123]. Ce code propose de calculer certaines propriétés de la matière noire supersymétrique. Il permet de déterminer le flux de plusieurs particules au niveau de la Terre issues de l'annihilation de neutralino comme les e^+ , \bar{p} , γ , μ et \bar{D} , en tenant compte de la distribution de matière noire dans la galaxie et de la propagation des particules chargées. Le code DarkSusy détermine aussi les propriétés d'un jeu de paramètres SuSy, comme la densité relique, à partir d'un modèle contraint phénoménologique à l'échelle électrofaible : l'utilisateur donne des paramètres à cette échelle connue et le code possédant les approximations nécessaires déduit toutes les caractéristiques du modèle sans passer par une résolution depuis l'échelle GUT. Les profils de densité de matière noire ainsi que les paramètres de propagation peuvent être modifiés.

Le second code utilisé est le code Suspect développé par Djouadi et al. [124]. Ce code résout les équations de renormalisations depuis l'échelle de grande unification (GUT) jusqu'à l'échelle électrofaible pour des modèles supersymétriques. Il donne donc un spectre de particules SuSy et leurs couplages à l'échelle électrofaible.

Ainsi pour cette étude, une interface entre DarkSusy et Suspect a été utilisée. Le travail sur cette interface a été initié par E. Nezri, les auteurs de Suspect et le groupe d'Astroparticule de Montpellier au sein du GDR-SUSY qui ont continué à le développer. Depuis, cette interface est utilisée au sein de plusieurs groupes. Fort de ce travail, pour cette thèse une interface a été mise au point entre la version DarkSusy 4.03 et la version Suspect 2.2. Cette interface permet de partir d'un modèle m-Sugra à l'échelle GUT que Suspect résout jusqu'à l'échelle électrofaible où DarkSusy utilise les spectres de masses des particules supersymétriques accompagnés des couplages qu'il ne calcule plus.

7.2.2 Jeux de paramètres "courants"

L'étude des jeux de paramètres SuSy commence par une présentation des jeux de paramètres utilisés par différents groupes pour illustrer les capacités de découverte des expériences futures et actuelles. Pour chacun des jeux de paramètres l'interface DarkSusy-Suspect (DSS) sera utilisée. Les jeux de paramètres présentés seront ajustés de façon à reproduire les données de HEAT. Et pour cela il sera nécessaire d'ajuster un facteur d'amplification, car les flux de positons sont en général trop faibles pour reproduire les données. L'ajustement des modèles exotiques sur les données de HEAT utilise la fraction de positons $frac = \frac{e^+}{e^+ + e^-}$ mesurée par HEAT [60] [61] [125] définie comme :

$$frac(e_{HEAT}^+) = \frac{e_{HEAT}^+}{e_{HEAT}^+ + e_{HEAT}^-}, \quad (7.8)$$

et la fraction de positons contenant les positons supersymétriques définie comme :

$$frac(e_{SuSy}^+) = \frac{e_{seco}^+ + boost.e_{SuSy}^+}{e_{seco}^+ + boost.e_{SuSy}^+ + e_{prim}^- + e_{seco}^- + boost.e_{SuSy}^-} \quad (7.9)$$

où les flux e_{prim}^- , e_{seco}^- et e_{seco}^+ sont issus des paramétrages de Baltz [75] décrits respectivement par les équations 7.1, 7.2 et 7.3, et où le facteur *boost* représente le facteur d'amplification du signal supersymétrique e_{SuSy}^\pm que l'on veut ajuster sur les données. L'ajustement est réalisé par une minimisation de χ^2 utilisant les erreurs mesurées par HEAT dans chaque intervalle d'énergie avec le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_i^{bin} \left[\frac{frac(e_{HEAT}^+)_i - frac(e_{SuSy}^+)_i}{erreur(e_{HEAT}^+)_i} \right]^2. \quad (7.10)$$

Ce facteur d'amplification trouve une justification dans l'existence des grumeaux de matière noire qui fournissent une surdensité locale ρ_χ augmentant le flux de positons ($\Phi_{e^+}^{\chi\chi} \propto \rho_\chi^2$). Cette aspect sera étudié plus en détail dans le chapitre 8. Ensuite, pour les modèles considérés, avec les facteurs d'amplification estimés, une simulation des mesures d'AMS-02 sur 3 ans sera présentée.

Influence de la distribution de matière noire

Dans la partie 1.3.5, plusieurs distributions de matière noire ont été présentées. Elles sont reproduites sur la figure 7.3. La figure 7.4 présente pour un jeu de paramètres SuSy particulier ($m_0 = m_{1/2} = 300$ GeV et $\tan\beta=10$) les flux de positons obtenus pour différents profils de matière noire.

Les flux issus du profil isotherme et du profil de Moore ne se distinguent pas au niveau de la Terre. En effet ces deux profils donnent une densité de matière noire égale au niveau de la Terre bien que celui de Moore soit très piqué au centre. Cela montre que le flux de positons dépend peu de la forme de la distribution au centre de la galaxie mais est sensible à la densité de matière noire autour du système solaire, soit à 8.5 kpc du centre de la galaxie.

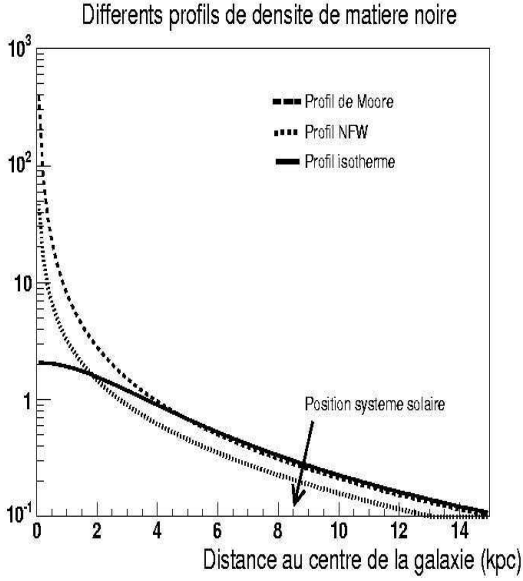


FIG. 7.3 – Densité de matière en fonction de la distance au centre de la galaxie pour différents profils de densité.

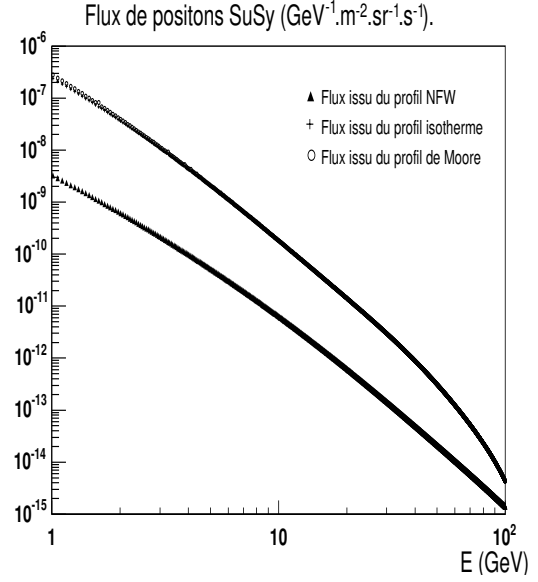


FIG. 7.4 – Flux de positons attendu pour un jeu de paramètres SuSy particulier choisi pour différents profils de densité de matière noire.

Dans la mesure où les positons ont une dépendance réduite par rapport au centre de la galaxie, les études sur les flux de positons SuSy, dans les paragraphes qui suivent, sont faites avec un profil isotherme qui donne une densité moyenne ρ de 0.3 GeV.cm^{-3} au niveau du système solaire.

Jeux de paramètres de Baltz et Edsjö

Baltz et al. ont développé le programme DarkSusy [122] leur permettant de déterminer les flux de positons capables de reproduire les données de HEAT. Les figures 7.5 montrent deux jeux de paramètres SuSy après les différentes campagnes de mesures de HEAT, impliquant des facteurs d'amplification de 55 [75] et de 120 [126].

Jeux de paramètres "Benchmark"

Un groupe de théoriciens entraîné par J. Ellis et K. Olive propose régulièrement des modèles SuSy contraints de référence appelé "benchmark" représentant des zones de l'espace de paramètres caractéristiques [127]. Ces jeux de paramètres sont mis à jour suivant les contraintes accélérateurs venant de LEP et du $b \rightarrow s\gamma$ et celles venant de la cosmologie c'est à dire essentiellement les contraintes sur la densité relique de matière noire mesurée par l'expérience WMAP. Les derniers jeux de paramètres proposés sont présentés sur la figure 7.6.

Quatre modèles représentant des zones typiques dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ vont être présentés dans cette partie

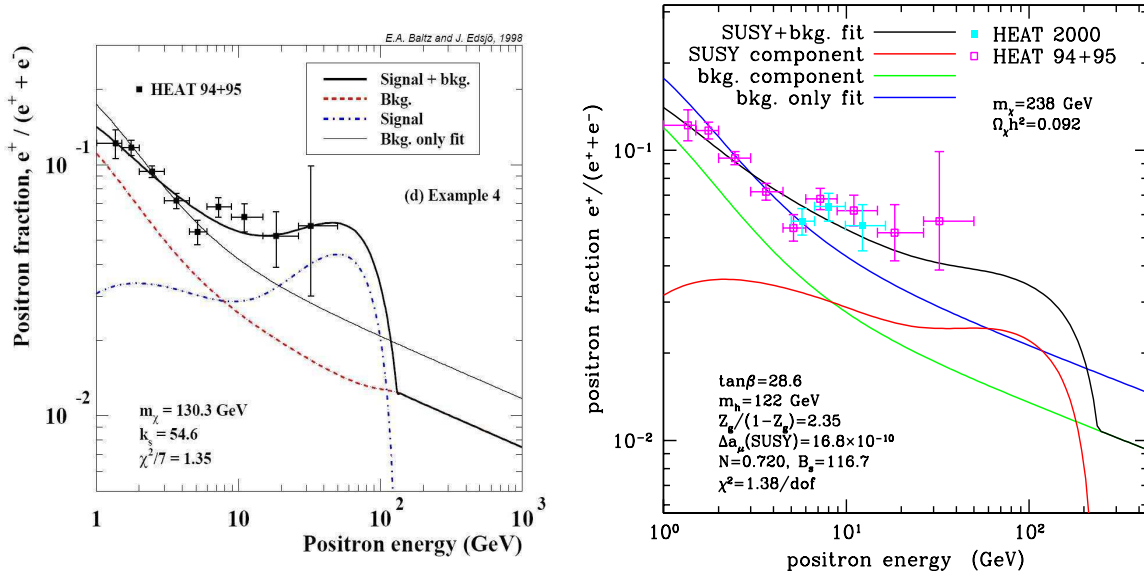


FIG. 7.5 – *Jeu de paramètres SuSy avec un neutralino de 130 GeV [75] ajusté sur les données de HEAT avec un facteur d'amplification de 55 (figure de gauche), et jeu de paramètres avec un neutralino de 238 GeV [126] ajusté avec un facteur de 117 (figure de droite).*

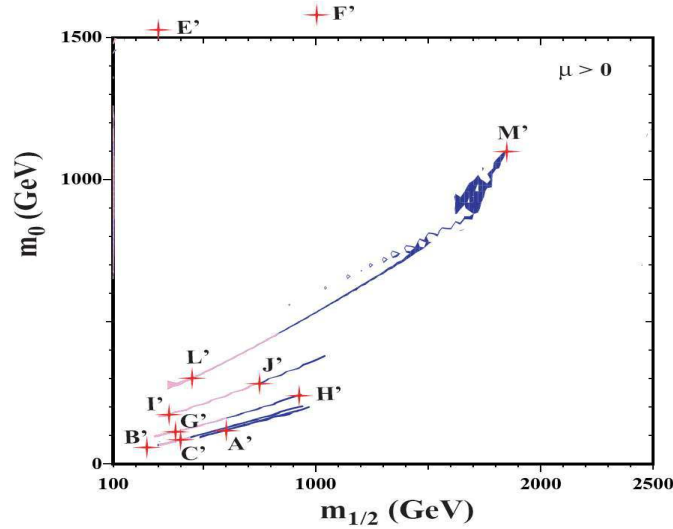


FIG. 7.6 – *Jeu de paramètres benchmark proposés par Ellis et al [127] suivant la masse des scalaires m_0 et celles de jauginos $m_{1/2}$. Ces jeux de paramètres sont compatibles avec $0.094 < \Omega_{\tilde{\chi}} h^2 < 0.129$.*

- le modèle B' pour le "bulk",
- le modèle E' pour le "focus point",
- le modèle H' pour la queue de coannihilation,
- le modèle M' pour annihilation rapide "entonnoir".

Les caractéristiques des différents jeux de paramètres obtenues avec l'interface DSS sont regroupées dans le tableau 7.1.

	B'	E'	H'	M'
m_0	60	1530	250	1100
$m_{1/2}$	250	300	935	1840
$\tan\beta$	10	10	20	50
$\text{signe}(\mu)$	+	+	+	+
A_0	0	0	0	0
m_χ	98	124	402	821
$\langle \sigma v \rangle_{\chi\chi} \text{ (cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}\text{)}$	10^{-27}	$1.4 \cdot 10^{-29}$	$4 \cdot 10^{-29}$	$6.5 \cdot 10^{-27}$
$\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$	63%	31%	81%	88%
$\chi\chi \rightarrow \tau^+\tau^-$	30%	3%	10%	11%
$\chi\chi \rightarrow W^+W^-$	5%	56%	0	0
$\chi\chi \rightarrow Z^0Z^0$	0	4%	0	0

TAB. 7.1 – Caractéristiques de certains jeux de paramètres "benchmark" [127] obtenues avec DSS. Seuls les canaux d'annihilation susceptibles de donner des positons sont précisés.

Deux types de comportements se distinguent : le premier représente de faibles sections efficaces d'annihilation de l'ordre de $\langle \sigma v \rangle_{\chi\chi} \sim 10^{-29} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ avec les jeux de paramètres H' et E', le second produit essentiellement des $b\bar{b}$ comme les jeux de paramètres H' et M'. Les figures 7.7, 7.9, 7.11 et 7.13 représentent le rapport mesuré des flux $\frac{e^+}{e^++e^-}$ en fonction de l'énergie E_{e^+} des positons. Les modèles sont ajustés sur les données de HEAT à l'aide d'un facteur d'amplification du signal dont la valeur est donnée dans les légendes.

Au vue du tableau et des figures, la valeur du facteur d'amplification est directement liée à la section efficace. Hormis les sections efficaces, la forme du signal est liée aux canaux d'annihilations. Ainsi, la production de $b\bar{b}$ donne une distribution du flux de positons en forme de bosse étalée comme le modèle H' et M'. Un autre type de production typique est la production en W^+W^- présentant deux bosses pour le flux de positons comme le montre le modèle E'. Ces modèles sont intéressants phénoménologiquement car ils possèdent une remontée à haute énergie où le fond est plus faible. Enfin, le dernier cas est un mélange de plusieurs contributions comme le modèle B' où le signal peut prendre une forme quelconque. Les figures 7.8, 7.10, 7.12 et 7.14 montrent la précision de mesure d'AMS-02 pour 3 ans de données sur ces modèles avec les facteurs d'amplification obtenus sur les données de HEAT.

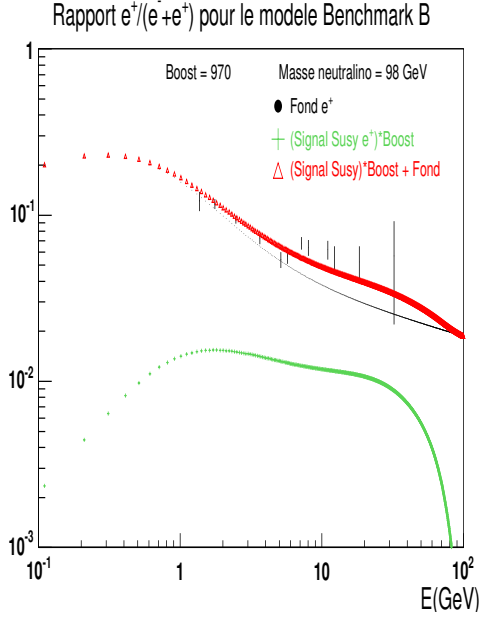


FIG. 7.7 – Jeu de paramètres benchmark B' (bulk), le facteur de boost ajusté sur les données de HEAT est de 970.

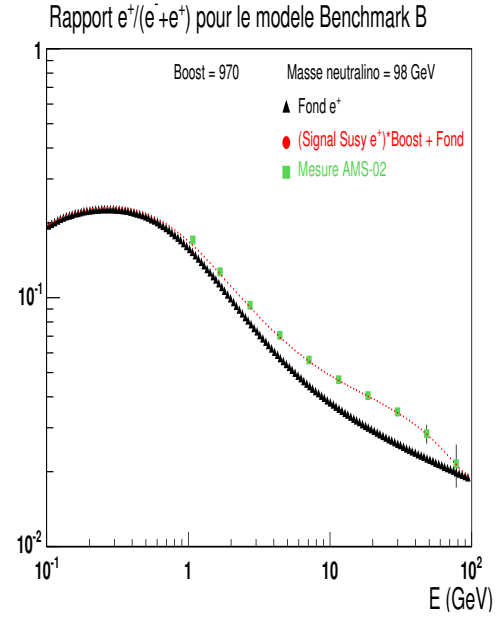


FIG. 7.8 – Jeu de paramètres benchmark B' (bulk) mesuré dans l'acceptance d'AMS-02 en 3 ans.

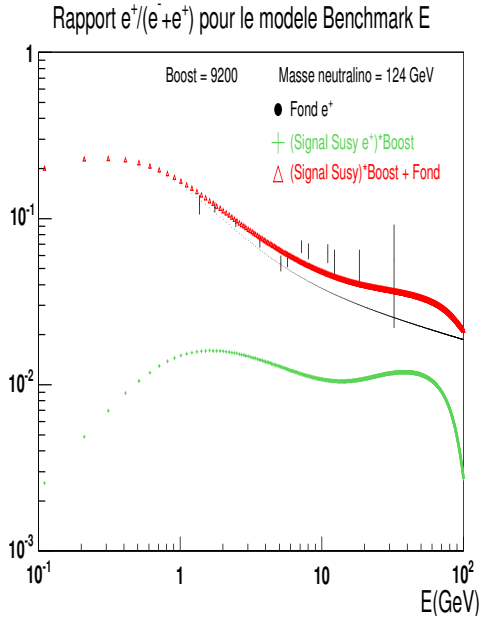


FIG. 7.9 – Jeu de paramètres benchmark E' (focus point), le facteur de boost ajusté sur les données de HEAT est de 9200.

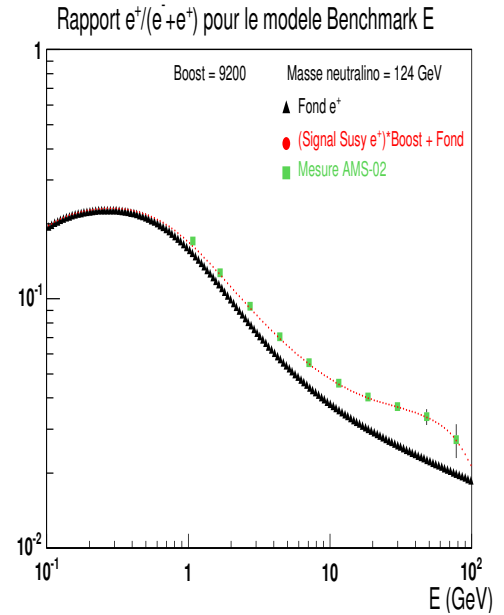


FIG. 7.10 – Jeu de paramètres benchmark E' (focus point) mesuré dans l'acceptance d'AMS-02 en 3 ans.

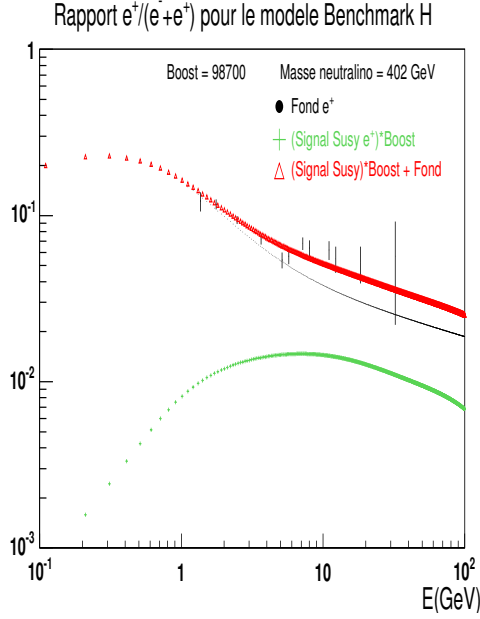


FIG. 7.11 – Jeu de paramètres benchmark H' (coannihilation tail), le facteur de boost ajusté sur les données de HEAT est de 98700.

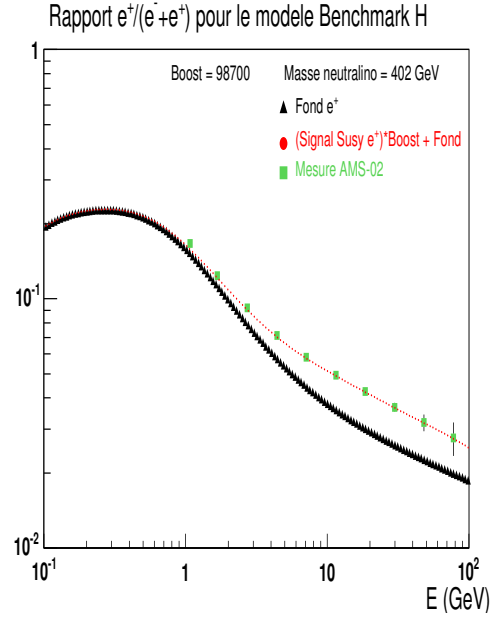


FIG. 7.12 – Jeu de paramètres benchmark H' (coannihilation tail) mesuré dans l'acceptance d'AMS-02 en 3 ans.

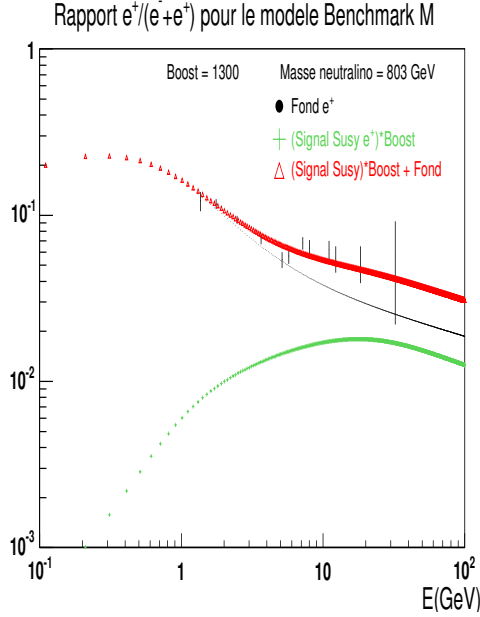


FIG. 7.13 – Jeu de paramètres benchmark M' (funnel), le facteur de boost ajusté sur les données de HEAT est de 1300.

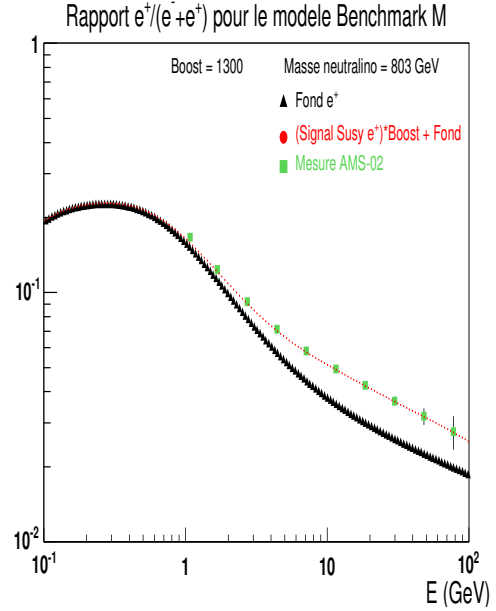


FIG. 7.14 – Jeu de paramètres benchmark M' (funnel) mesuré dans l'acceptance d'AMS-02 en 3 ans.

Jeux de paramètres de Wim de Boer et al.

Un groupe mené par W. de Boer [128] propose des jeux de paramètres nécessitant un facteur d'amplification faible. D'autre part ces jeux de paramètres sont ajustés simultanément sur plusieurs canaux de signaux indirects, c'est à dire les γ , e^+ et \bar{p} . Ils reproduisent en particulier les données de HEAT. Ces jeux de paramètres sont caractérisés par un terme $\tan\beta$ grand. Un des modèles utilisés par ce groupe est présenté dans le tableau 7.2 sous l'indicatif "W. de Boer 1" ainsi que son dérivé "W. de Boer 2" avec un facteur $\tan\beta$ plus faible.

	W. de Boer 1	W. de Boer 2
m_0	500	500
$m_{1/2}$	500	500
$\tan\beta$	50	10
$\text{signe}(\mu)$	+	+
A_0	500	500
m_χ	208	208
$\langle \sigma v \rangle_{\chi\chi} \text{ (cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$	10^{-26}	$4.2 \cdot 10^{-29}$
$\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$	91%	79%
$\chi\chi \rightarrow t\bar{t}$	0	0
$\chi\chi \rightarrow \tau^+\tau^-$	9%	8%
$\chi\chi \rightarrow W^+W^-$	0	4%
$\chi\chi \rightarrow Z^0Z^0$	0	1%

TAB. 7.2 – Caractéristique d'un modèle développé par de Boer et al. et de son dérivé.

Ces deux modèles sont illustrés par les figures 7.15 et 7.18 où est représenté le signal SuSy avec le facteur d'amplification nécessaire pour reproduire les données de HEAT.

La différence entre le facteur d'amplification trouvé ici de 190 pour "Boer 1" et celui trouvé par W. de Boer [128] de 6 s'explique par le choix du halo de NFW qui possède un coeur plus large et une densité moyenne deux fois plus grande au niveau de la Terre que celui de notre analyse, comme le montre la figure 7.17. Les paramètres de propagation peuvent expliquer aussi une partie des différences. Ces paramètres sont inspirés des résultats issus du code GALPROP [129].

La figure 7.16 et 7.19 montrent pour les deux modèles la précision de mesure de l'expérience AMS-02 pour 3 ans de données.

La première chose remarquable est le changement de section efficace diminuant entre les deux jeux de paramètres, en ne faisant varier que le rapport $\tan\beta$. Comme cela a été montré dans la partie 2.4.1, quand le canal d'annihilation $\chi\chi \xrightarrow{A} f\bar{f}$ est ouvert, son amplitude est directement relié à $\tan\beta$.

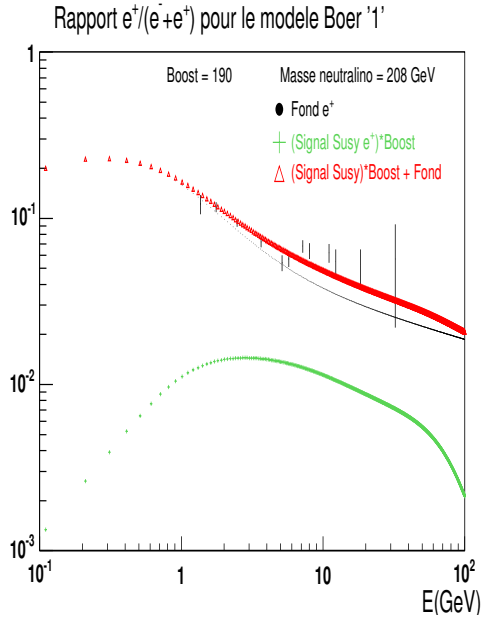


FIG. 7.15 – Modèle "W. de Boer 1" avec boost 190.

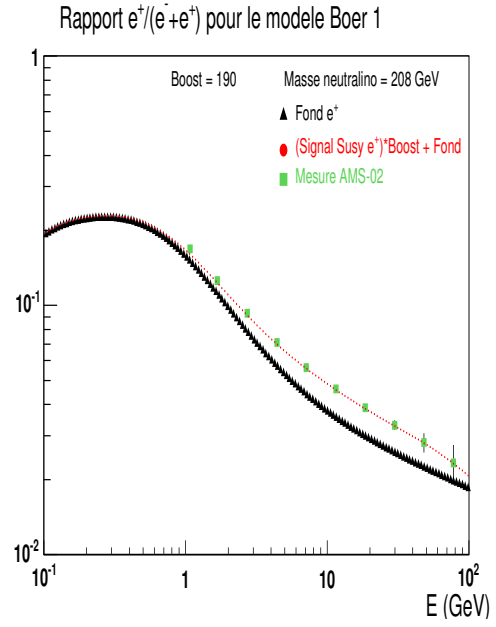


FIG. 7.16 – Modèle "W. de Boer 1" avec mesure d'AMS-02 en 3 ans.

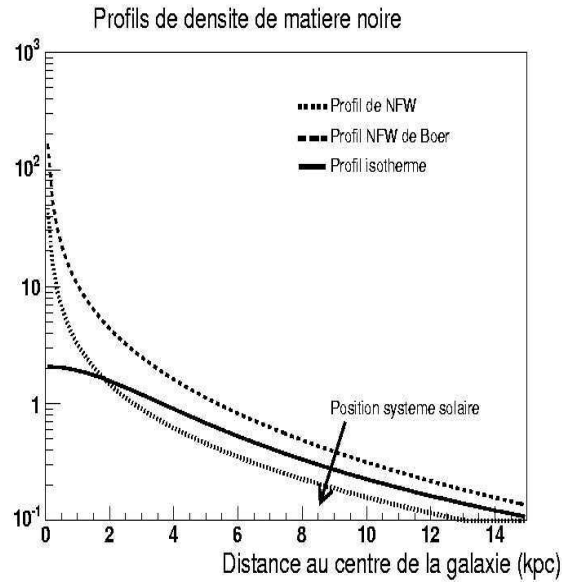


FIG. 7.17 – Profil de densité de matière noire utilisé par W. de Boer comparé à celui utilisé dans notre analyse.

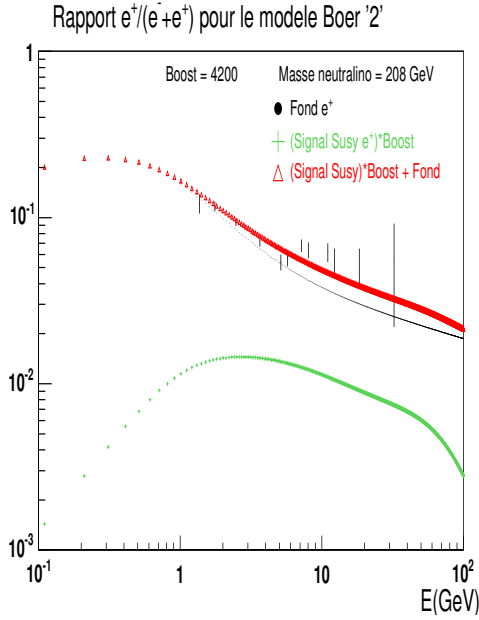


FIG. 7.18 – Modèle "W. de Boer 2" avec boost 4200.

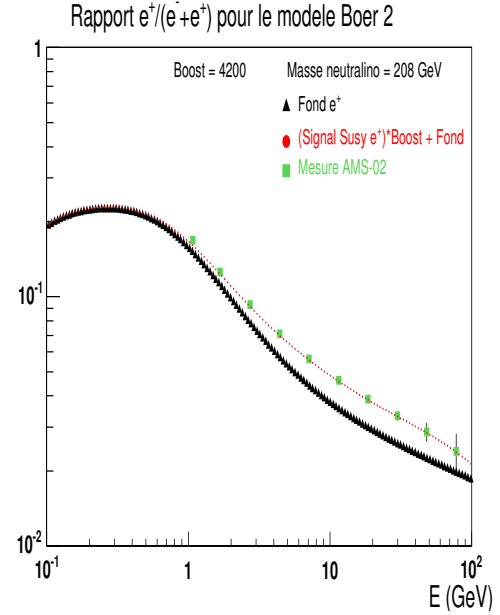


FIG. 7.19 – Modèle "W. de Boer 2" avec mesure d'AMS-02 en 3 ans.

7.2.3 Balayage de l'espace des paramètres SuSy ($m_0, m_{1/2}$)

L'espace des paramètres peut se découper en trois zones [64] suivant les valeurs de $m_{1/2}$:

- $m_{1/2} \geq 400$ GeV correspondant à $m_\chi \geq m_{top}$,
- $200 \leq m_{1/2} \leq 400$ GeV c'est à dire $m_\chi \geq m_W$,
- $m_{1/2} \leq 200$ GeV ainsi $m_\chi \leq m_W$.

Pour $m_{1/2} \geq 400$ GeV, l'essentiel des annihilations se font en $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$ pour des valeurs de scalaires $m_0 \leq 1500$ GeV. Plus les valeurs de scalaires augmentent plus le canal $\chi\chi \rightarrow t\bar{t}$ prend de l'importance et il devient dominant pour $m_0 > 2200$ GeV.

Pour $200 \leq m_{1/2} \leq 400$ GeV, l'annihilation $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$ est dominante jusqu'à $m_0 \sim 1000$ GeV. Au delà, les annihilations en $\chi\chi \rightarrow W^+W^-$ et $\chi\chi \rightarrow Z^0Z^0$ apparaissent et deviennent dominants pour $m_0 \geq 2500$ GeV.

Pour $m_{1/2} \leq 200$ GeV, l'essentiel des annihilations donnent des $b\bar{b}$ dans l'état final.

Les figures 7.20 et 7.21 illustrent les fractions de l'annihilation de χ susceptibles de donner des positons dans l'état final pour un choix de $\tan\beta$ égale à 20.

Méthode pour quantifier la capacité de découverte

Pour chaque couple $(m_0, m_{1/2})$ de m-Sugra, le flux de positons au niveau de la Terre en fonction de l'énergie est obtenu à l'aide de DSS. D'autre part l'équation 7.3 prédit le fond attendu pour la mesure des positons. Le nombre de positons de fond $< N_{e^+}^f >$ est ainsi estimé pour chaque intervalle en énergie avec l'acceptance d'AMS-02. L'erreur

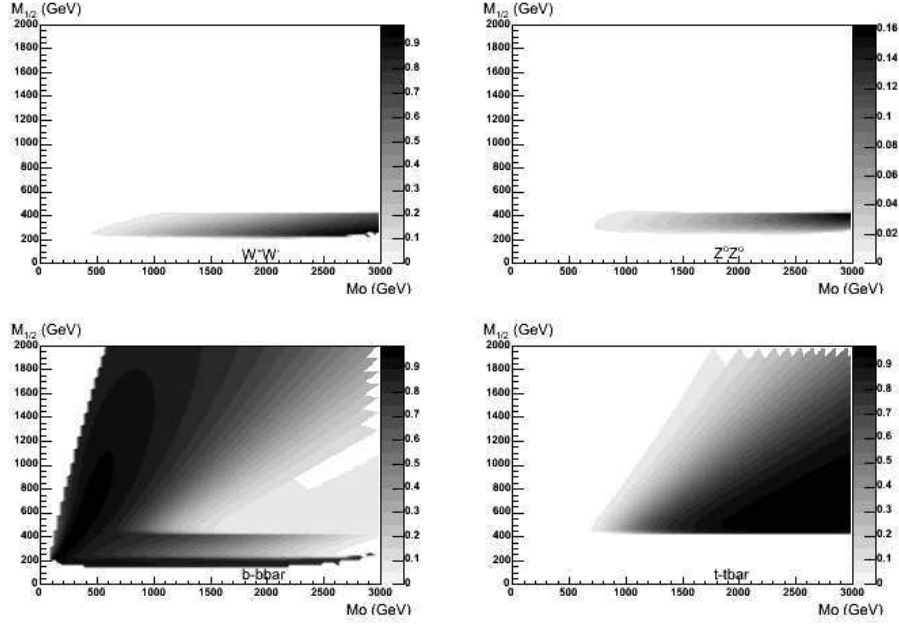


FIG. 7.20 – Fraction de l'annihilation de χ en W^+W^- , Z^0Z^0 , $b\bar{b}$ et $t\bar{t}$ pour $\tan\beta = 20$ et $A_0=0$ dans le plan $(m_0, m_{1/2})$.

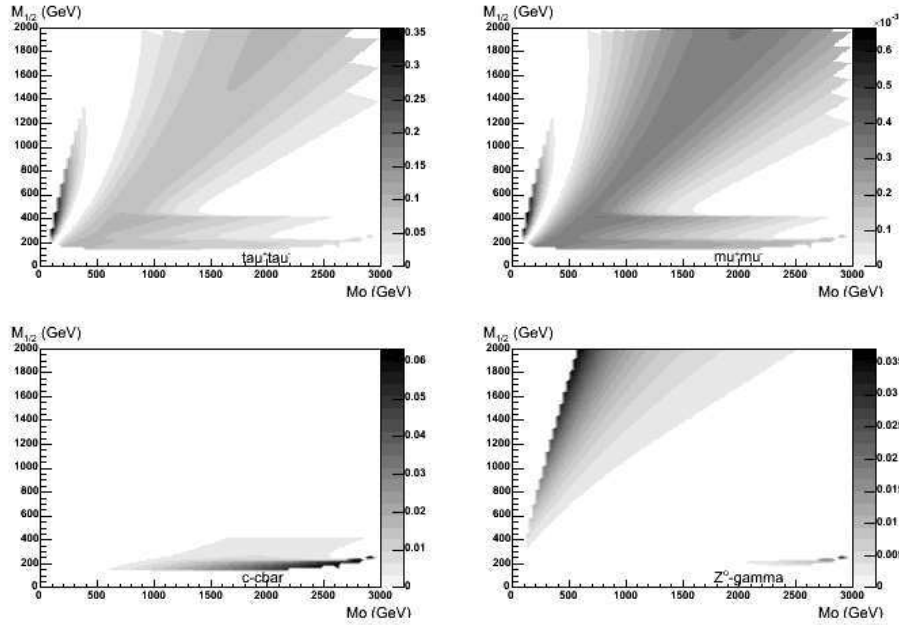


FIG. 7.21 – Fraction de l'annihilation de χ en $c\bar{c}$, $\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$ et $Z^0\gamma$ pour $\tan\beta = 20$ et $A_0=0$ dans le plan $(m_0, m_{1/2})$.

associée pour chaque intervalle d'énergie est alors $\sqrt{N_{e^+}^f}$. Ainsi, par une expérience de pensée on peut effectuer un tirage aléatoire gaussien dans chaque intervalle et déterminer un χ_f^2 représentant la déviation à la valeur moyenne tel que :

$$\chi_f^2 = \sum_i^{bin} \left(\frac{N_{e^+|i}^f - \langle N_{e^+|i}^f \rangle}{\sqrt{N_{e^+|i}^f}} \right)^2 \quad (7.11)$$

où $N_{e^+|i}^f$ représente la valeur du tirage aléatoire dans un intervalle d'énergie i et $\langle N_{e^+|i}^f \rangle$ représente le nombre de positons prédits. Cette mesure est répétée 50000 fois pour obtenir une distribution de χ_f^2 pour le fond. De cette distribution on détermine la valeur χ_f^{2lim} qui représente 95% de la distribution. De la même façon pour un signal SuSy que l'on ajoute au fond attendu on détermine une distribution χ_s^2 pour 10000 expériences. Dans ce cas, le signal est tiré aléatoirement suivant une loi poissonnienne car le signal est statistiquement faible. Par conséquent, plus la distribution de χ_s^2 est distincte de celle du fond plus le signal sera visible.

De cette façon, la capacité de découverte d'un signal donné peut se quantifier par la fraction des mesures de χ_s^2 au dessus de la distribution de χ_f^{2lim} . La figure 7.22 montre un exemple des deux distributions de χ^2 et la partie de celle de χ_s^2 au dessus de χ_f^{2lim} en hachuré.

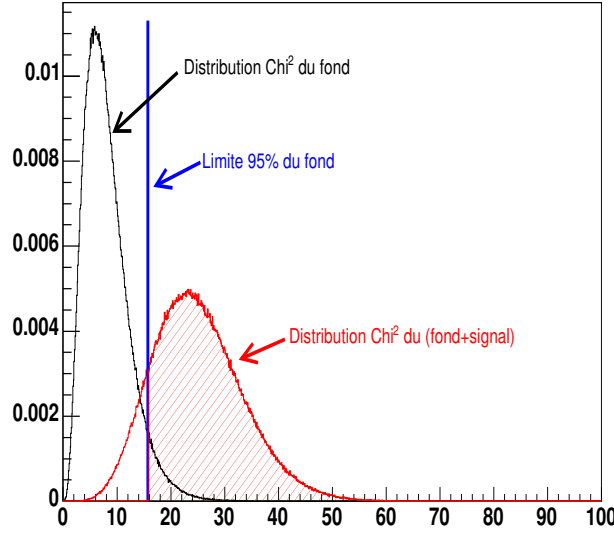


FIG. 7.22 – Exemples de distribution de χ^2 pour le fond attendu et pour un signal de positons SuSy.

Un signal est dit observable si 95% de la distribution de χ_s^2 est au dessus de χ_f^{2lim} . Par conséquent, pour un modèle SuSy donné un facteur d'amplification est ajusté de façon à

ce qu'il soit visible suivant le critère ci-dessus. Ainsi, les figures **7.23** montre le facteur d'amplification nécessaire dans le plan $(m_0, m_{1/2})$.

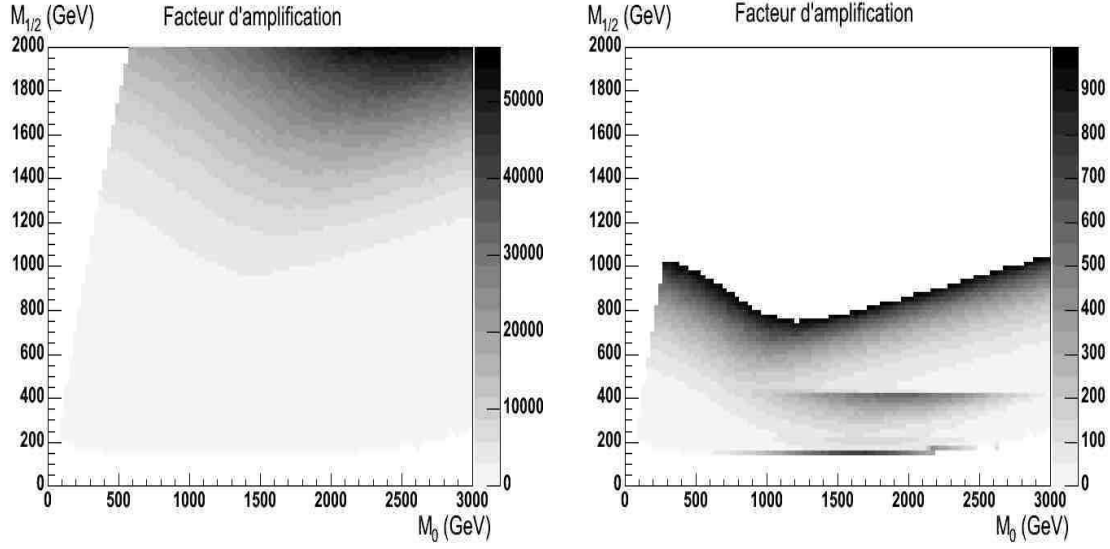


FIG. 7.23 – Facteur d'amplification nécessaire pour que les signaux soient visibles à plus de 95% de confiance au-dessus du fond dans AMS-02 dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ (figure de gauche), et agrandissement pour les facteurs d'amplification < 1000 (figure de droite).

Incertitudes du fond

Pour tenir compte des incertitudes venant de la paramétrisation du fond attendu, on détermine les facteurs d'amplification avec une augmentation de 10% du fond. Comme on le voit sur les figures **7.24**, il y a peu de différence avec les figures **7.23**. Ainsi le facteur d'amplification est peu dépendant de l'incertitude de la paramétrisation.

Influence du paramètre $\tan\beta$

Comme cela a été montré avec les modèles de W. de Boer dans la partie **7.2.2**, l'augmentation du paramètre $\tan\beta$ permet d'obtenir des modèles avec des sections efficaces plus importantes ce qui se retrouve sur les figures **7.25** où les facteurs d'amplification sont plus faibles lorsque $\tan\beta$ est égale à 40.

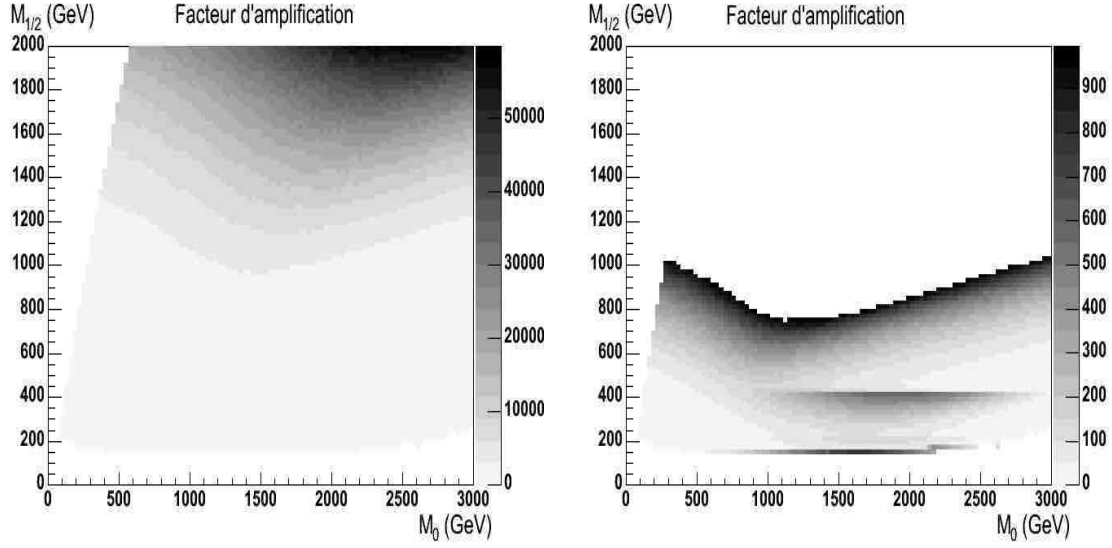


FIG. 7.24 – Facteur d'amplification nécessaire pour que les signaux soient visibles à plus de 95% de confiance au-dessus du fond dans AMS-02 dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ avec une augmentation du fond de 10% (figure de gauche), et agrandissement pour les facteurs d'amplification < 1000 (figure de droite).

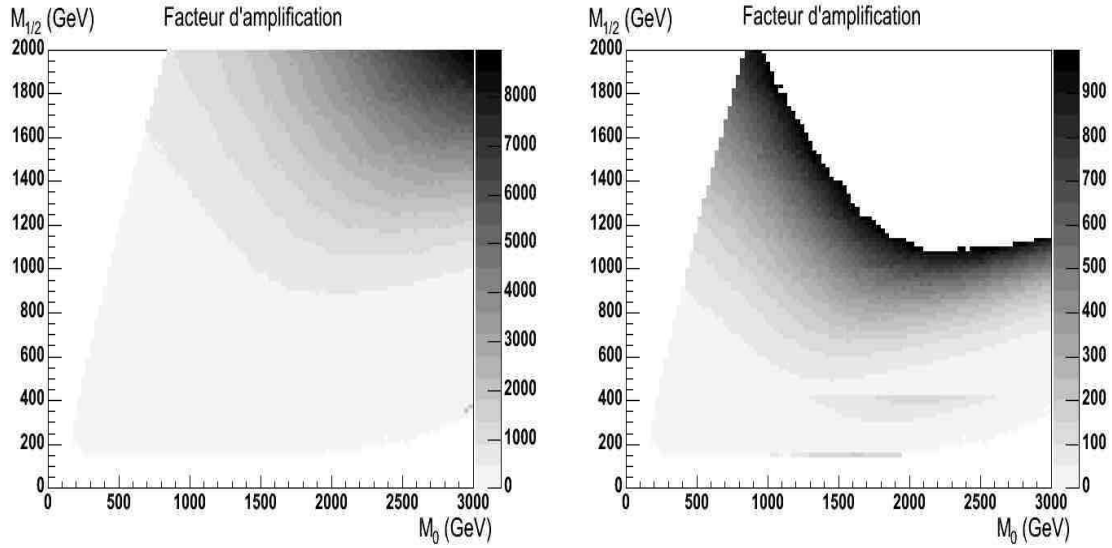


FIG. 7.25 – Facteur d'amplification nécessaire pour que les signaux soient visibles à plus de 95% de confiance au-dessus du fond dans AMS-02 dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ avec $\tan\beta=40$ (figure de gauche), et agrandissement pour les facteurs d'amplification < 1000 (figure de droite).

7.3 Non-universalité dans le MSSM

Dans la partie **2.4.2**, on a vu que briser l'universalité des masses de jauginos à l'échelle de grande unification, et en particulier pour le paramètre M_3 , permet d'augmenter la section efficace d'annihilation des neutralinos. Cette partie traitera de la non-universalité de M_3 en gardant le cadre m-Sugra. Par rapport aux jeux de paramètres précédents un paramètre supplémentaire intervient $r = \frac{M_3}{m_{1/2}}$ avec $r \leq 1$. Les jeux de paramètres où $M_3 > m_{1/2}$ sont moins intéressants du point de vue de la détection indirecte car les sections efficaces sont plus faibles [66]. Dans le tableau **7.3** certains modèles sont présentés comme référence avec m-Sugra pour les études suivantes.

	Modèle 1	Modèle 2	Modèle 3
m_0	2910	1830	120
$m_{1/2}$	340	2000	440
$\tan\beta$	20	20	20
$\text{signe}(\mu)$	+	+	+
A_0	0	0	0
m_χ	140	897	182
$\langle \sigma v \rangle_{\chi\chi} \text{ (cm}^{-3}.\text{s}^{-1}\text{)}$	$7.8.10^{-28}$	$1.6.10^{-30}$	$5.6.10^{-28}$
Densité relique	1.44	24.74	0.03
Fraction jaugino	0.927	0.999	0.991
Facteur amplification	25	$1.5.10^5$	55
$\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$	4%	77.8%	63%
$\chi\chi \rightarrow t\bar{t}$	0	6%	1%
$\chi\chi \rightarrow \tau^+\tau^-$	0	8.9%	34%
$\chi\chi \rightarrow W^+W^-$	77%	0	0
$\chi\chi \rightarrow Z^0Z^0$	13%	0	0

TAB. 7.3 – Caractéristiques de différents jeux de paramètres dans m-Sugra.

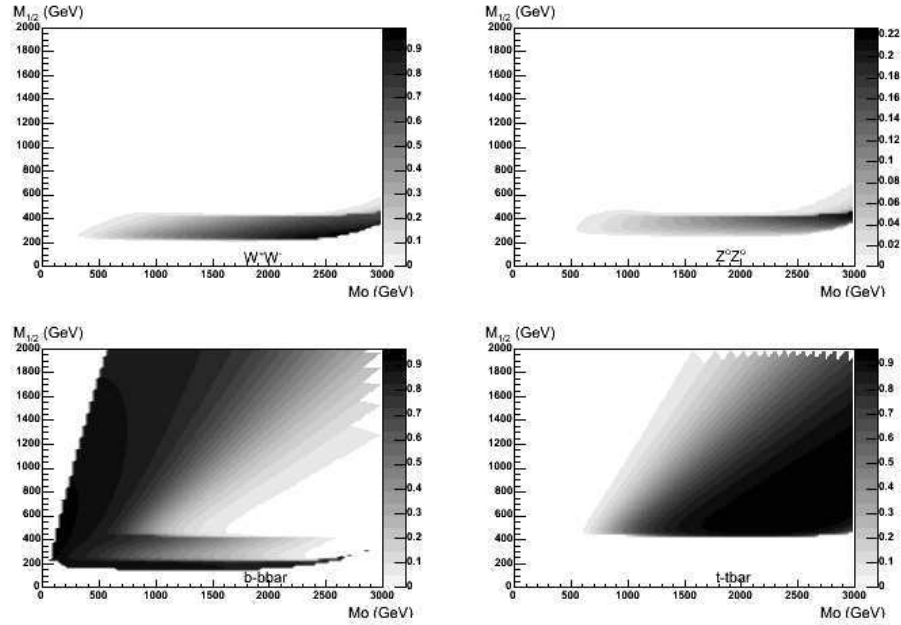
7.3.1 Cas $M_3 = 80\%m_{1/2}$

Le tableau **7.4** donne les caractéristiques des 3 modèles de références pour le paramètre $r = 80\%$.

Ainsi entre les modèles de m-Sugra ($r=1$) et celui de non-universalité $r = 80\%$, les sections efficaces sont plus élevées donnant des facteurs d'amplification plus faibles, mais aussi des densités reliques plus faible . Le "modèle 1" nécessite dans m-Sugra un facteur d'amplification de 25 et un facteur 1 pour $r=80\%$. Concernant les probabilités d'annihilation, elles restent similaires à celles obtenues dans m-Sugra comme le montrent les figures **7.26** par rapport à les figures **7.20**.

En conclusion, pour $r = 80\%$ les modèles restent proches des modèles m-Sugra avec des sections efficaces plus importantes amenant des facteurs d'amplification plus faibles comme le montrent les figures **7.27**.

	Modèle 1	Modèle 2	Modèle 3
m_0	2910	1830	120
$m_{1/2}$	340	2000	440
$\tan\beta$	20	20	20
$\text{signe}(\mu)$	+	+	+
A_0	0	0	0
m_χ	100	894	181
$\langle \sigma v \rangle_{\chi\chi} (\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$	$1.2 \cdot 10^{-25}$	$7.6 \cdot 10^{-30}$	$1.9 \cdot 10^{-27}$
Densité relicue	0.016	20.96	0.1153
Fraction jaugino	0.315	0.998	0.9815
Facteur amplification	1	31000	11
$\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$	0	73.5%	96%
$\chi\chi \rightarrow t\bar{t}$	0	11.5%	1%
$\chi\chi \rightarrow \tau^+\tau^-$	0	0.1%	2%
$\chi\chi \rightarrow W^+W^-$	90%	11.8%	0
$\chi\chi \rightarrow Z^0Z^0$	9%	0.1%	0

TAB. 7.4 – Caractéristiques des modèles avec $r=80\%$.FIG. 7.26 – Probabilités de l'annihilation de χ en $b\bar{b}$, $t\bar{t}$, W^+W^- et Z^0Z^0 pour $\tan\beta = 20$ et $A_0 = 0$ dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ pour $M_3 = 80\%m_{1/2}$.

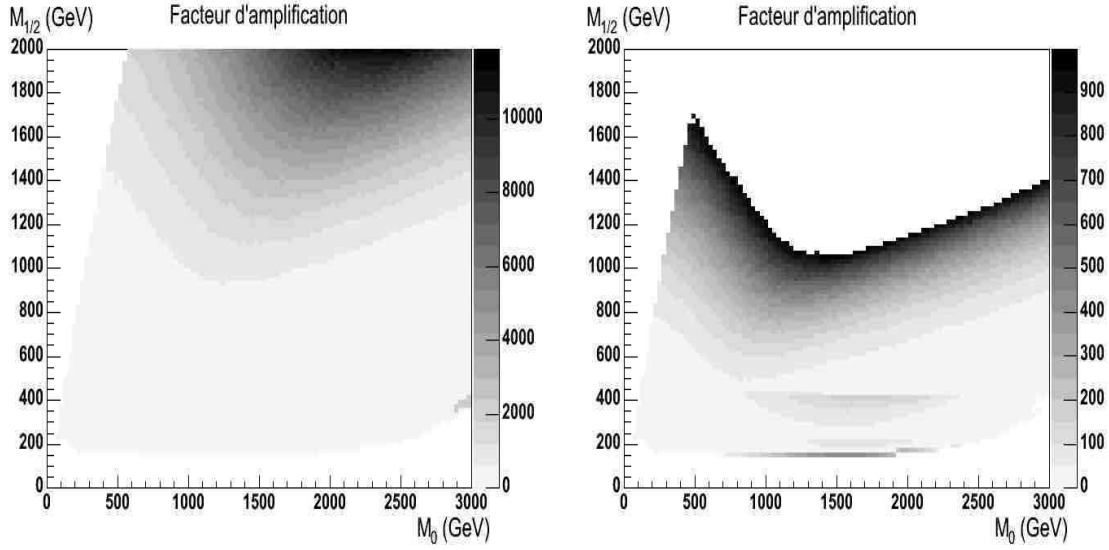


FIG. 7.27 – Facteur d’amplification nécessaire pour que les signaux soient visibles à plus de 95% de confiance au-dessus du fond dans AMS-02 dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ pour $M_3 = 80\%m_{1/2}$ (figure de gauche), et agrandissement pour les facteurs d’amplification < 1000 (figure de droite).

7.3.2 Cas $M_3 = 50\%m_{1/2}$

Pour $r = 50\%$, les comportements changent profondément comme le montre le tableau 7.5 : le "modèle 1" n’est plus représenté car il ne satisfait plus la brisure électrofaible.

	Modèle 2	Modèle 3
m_0	1830	120
$m_{1/2}$	2000	440
$\tan\beta$	20	20
$\text{signe}(\mu)$	+	+
A_0	0	0
m_χ	809	170
$\langle \sigma v \rangle_{\chi\chi} \text{ (cm}^{-3}.\text{s}^{-1}\text{)}$	$1.27.10^{-26}$	$2.4.10^{-25}$
Densité relicue	0.095	0.007
Fraction jaugino	0.139	0.84
Facteur amplification	23	1
$\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$	5.5%	85%
$\chi\chi \rightarrow t\bar{t}$	3.14%	0
$\chi\chi \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.9%	13%
$\chi\chi \rightarrow W^+W^-$	46.4%	1%
$\chi\chi \rightarrow Z^0Z^0$	37.4%	0

TAB. 7.5 – Caractéristiques de modèles avec $r=50\%$.

Comme pour le cas de $r = 80\%$ la section efficace d'annihilation augmente mais les canaux dominant l'annihilation dans le "modèle 2" deviennent $\chi\chi \rightarrow W^+W^-$, Z^0Z^0 . Ce phénomène se retrouve sur les figures 7.28 où l'on retrouve les canaux d'annihilation en W^+W^- et Z^0Z^0 dans tout l'espace de phase.

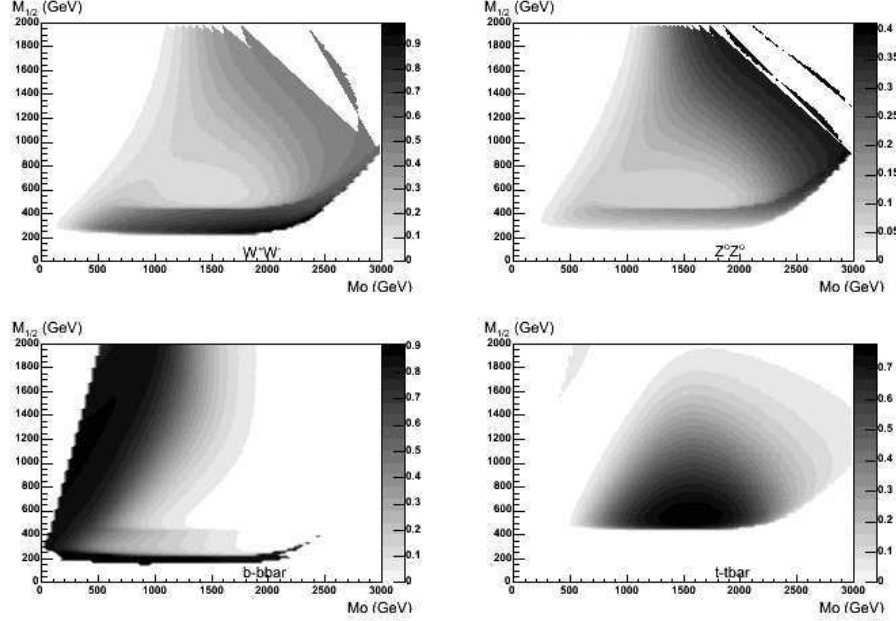


FIG. 7.28 – Probabilités de l'annihilation de χ en $b\bar{b}$, $t\bar{t}$, W^+W^- et Z^0Z^0 pour $\tan\beta = 20$ et $A_0 = 0$ dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ pour $M_3 = 50\%m_{1/2}$.

Comme le cas précédent, le cas $r = 50\%$ donne des jeux de paramètres nécessitant peu d'amplification pour être visibles. La distribution des facteurs d'amplification sont montrée sur les figures 7.29.

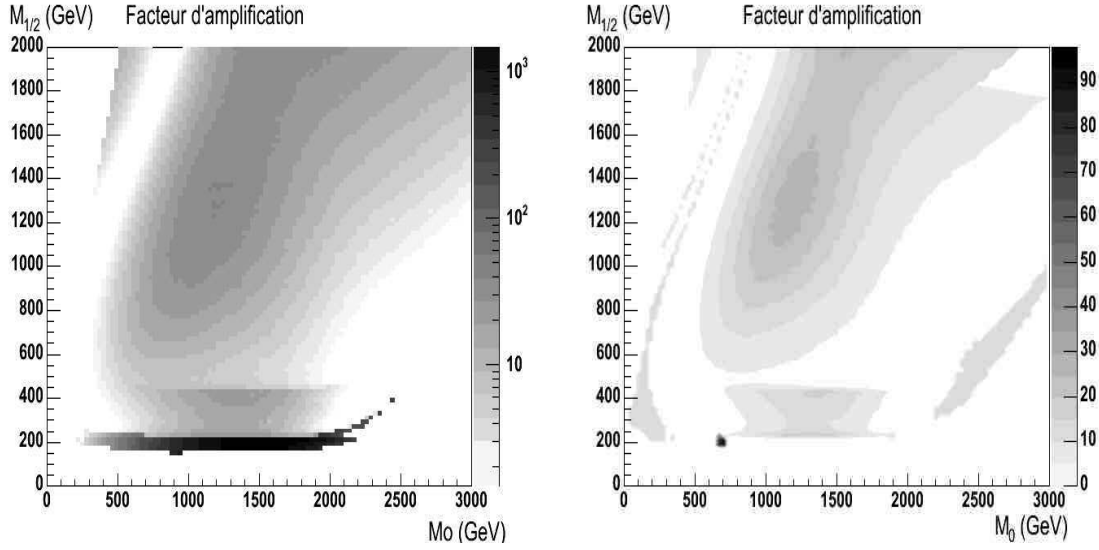


FIG. 7.29 – *Facteur d'amplification nécessaire pour que les signaux soient visibles à plus de 95% de confiance au-dessus du fond dans AMS-02 dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ pour $m_3 = 50\%m_{1/2}$ (figure de gauche), et facteur d'amplification < 100 (figure de droite).*

7.4 Conclusion

En conclusion, cette partie a montré le nombre de positons d'origine conventionnelle attendu par AMS-02. Pour les modèles m-Sugra un facteur d'amplification a été ajusté pour rendre les modèles observables. Briser l'universalité du paramètre M_3 permet d'obtenir des modèles proches de m-Sugra avec des facteurs d'amplification plus faibles. Si M_3 est pris égal à $\frac{1}{2}m_{1/2}$, on obtient des jeux de paramètres intéressants pour la détection mais très éloignés des caractéristiques des jeux de paramètres m-Sugra.

Chapitre 8

Propagation des positons et effet des sur-densités locales de matière noire

Sommaire

8.1	Résolution de l'équation de diffusion	155
8.1.1	Résolution en 3 dimensions sans bornes	157
8.1.2	Résolution dans un espace borné	159
8.2	Contrôle du code	160
8.3	Propagation de signaux issus de Kaluza-Klein	162
8.3.1	Modèle à dimensions universelles (UED)	163
8.3.2	Modèle à géométrie déformée	166
8.4	Effets des grumeaux de matière noire	170
8.4.1	La distance	170
8.4.2	L'amplification	170
8.5	Conclusion	172

Le chapitre précédent a présenté certains modèles de matière noire et pour la plupart un facteur d'amplification est nécessaire pour les rendre soit détectables par l'expérience AMS-02 soit assez significatifs pour expliquer la possible distorsion du spectre de positons mesurée par HEAT. La justification de cette amplification vient de l'existence de grumeaux de matière noire au sein des galaxies. Ces grumeaux sont prédits par les simulations de formation des galaxies. Ce sont des surdensités locales de matière noire susceptibles d'augmenter les flux de positons issus de matière noire car le flux $\Phi_{e^+}^{\chi\chi} \sim \rho^2$. Des contraintes existent pour leurs masses :

- les objets de masse $10^8 M_\odot$ engendreraient des effets gravitationnels visibles qui ne sont pas observés [130],
- les simulations de formation de la galaxie de Ben Moore [131] donnent une limite inférieure de l'ordre de $10^{-6} M_\odot$ c'est à dire de l'ordre de la masse de la Terre. La figure 8.1 montre que l'abondance de grumeaux diminue en dessous de cette limite.

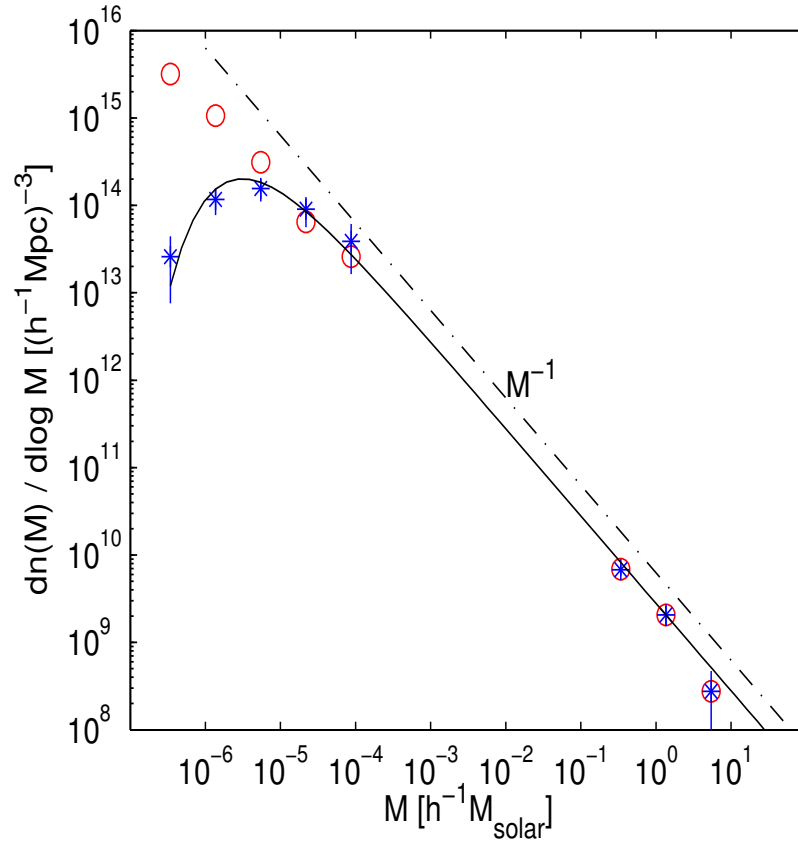


FIG. 8.1 – *Abondance des sous-structures de matière noire [131]. Les étoiles représentent de la matière noire sous forme de neutralinos de 100 GeV, et les cercles un candidat matière noire de type axion.*

Le spectre de masse de tels objets est délicat à obtenir, et il est souvent basé sur des extrapolations. Une autre inconnue est la distribution de matière à l'intérieur de ces objets. L'existence des grumeaux justifie l'amplification des signaux d'annihilation de matière noire. Cette justification est intuitive pour des particules telles que les photons qui

voyagent à travers la galaxie sans grande perturbation. En ce qui concerne les positons, la propagation peut limiter cette amplification. En effet, l'amplification due à un grumeau pourrait se voir annuler par la distance qui sépare la Terre du grumeau. Quel signal de positons par exemple pouvons-nous espérer d'un grumeau suivant sa distance à notre système solaire ? Pour simuler ces signaux deux difficultés se présentent :

- intégrer le signal des positons issu de petites structures comme les grumeaux,
- propager le signal de positons de ces structures jusqu'à leur détection.

Le code DarkSusy dispose à première vue des qualités nécessaires pour réaliser cette simulation. Cependant, ce code est optimisé pour des distributions de matière noire à l'échelle de la galaxie, et les temps de calcul deviennent très importants pour des petites structures. C'est pourquoi un code de propagation indépendant a été développé. Il est présenté dans le paragraphe suivant, ainsi que les contrôles de sa validité. Ce code fournit en outre un ensemble indépendant de DarkSusy-Suspect permettant de simuler un signal issu d'états de Kaluza-Klein jusqu'au détecteur. Ceci est décrit dans la partie **8.3**. Et la fin de ce chapitre montre les signaux issus de différents types et positions de grumeaux.

8.1 Résolution de l'équation de diffusion

Comme l'a montré la partie **3.2** le transport des positons dans le champ magnétique de la galaxie peut s'interpréter comme une marche aléatoire. Dans ce contexte, ce transport peut se mettre sous la forme d'une équation de diffusion où la variation temporelle de la densité de positons est reliée à un terme de diffusion, un terme de perte d'énergie et un terme de production (eq. **3.16**). À ce jour seul le groupe de Moskalenko et Strong résolvent cette équation directement avec le code GALPROP [129]. Une autre façon de résoudre cette équation a été proposée par Baltz [75] considérant le régime stationnaire donnant l'équation **3.19** que l'on réécrit ici

$$-\frac{\partial}{\partial \epsilon} \left[b(\epsilon) \frac{dn}{d\epsilon} \right] = K(\epsilon) \Delta \left[\frac{dn}{d\epsilon} \right] + Q(\epsilon, \vec{x}) \quad (8.1)$$

où $\epsilon = \frac{E}{1 \text{ GeV}}$, $b(\epsilon)$ est le terme de perte d'énergie, $K(\epsilon)$ est le terme de diffusion. Comme cela a été présenté dans la partie **3.2**, les termes $K(\epsilon)$ et $b(\epsilon)$ s'écrivent

$$b(\epsilon) = \frac{1}{\tau_E} \epsilon^2 \quad \text{et} \quad K(\epsilon) = K_0 \epsilon^\alpha. \quad (8.2)$$

Baltz [75] propose des changements de variable ramenant cette équation à l'équation de la chaleur inhomogène (eq. **3.20**) :

$$\frac{\partial F}{\partial t} = K_0 \Delta F + q(\vec{x}, t) \quad (8.3)$$

où la fonction F est reliée à la densité de positons par la relation :

$$F = \epsilon^2 \frac{dn}{d\epsilon} \quad (8.4)$$

et où le pseudo-temps est défini comme :

$$t = \tau_E \frac{\epsilon^{\alpha-1}}{1-\alpha} \equiv \tau \quad \text{où} \quad \tau_E = 10^{16} s. \quad (8.5)$$

Ainsi la dépendance en énergie est représentée dans ce formalisme par une variation de type temporelle. Les fonctions solutions de cette équation sont des fonctions de Green G , appelées aussi propagateurs :

$$\frac{\partial G}{\partial t} = K_0 \Delta G + \delta^3(\vec{x} - \vec{x}_0) \delta(t - t_0). \quad (8.6)$$

La fonction de Green est obtenue une fois l'espace de diffusion défini, qu'il soit ou non borné. La solution générale s'obtient en intégrant la fonction de Green avec le terme source sur tout l'espace et le pseudo-temps que l'on écrit

$$F(\vec{x}, t) = \int_0^t dt_0 \int_{espace} d\vec{x}^3 G(\vec{x}, t \leftarrow \vec{x}_0, t_0) q(\vec{x}_0, t_0) \quad (8.7)$$

où le terme source est après changement de variables :

$$q(\vec{x}_0, t_0) = -\tau_E Q(\epsilon, \vec{x}_0) \frac{d\epsilon'}{dt_0}. \quad (8.8)$$

Ainsi on peut déterminer la densité de positons comme :

$$\frac{dn}{d\epsilon}(\vec{x}, \epsilon) = \frac{1}{\epsilon^2} \int_{espace} d\vec{x}^3 \int_{\epsilon}^{\infty} d\epsilon' G(\vec{x}, \epsilon \leftarrow \vec{x}_0, \epsilon') \tau_E Q(\vec{x}_0, \epsilon'). \quad (8.9)$$

Les fonctions de Green solutions de l'équation de diffusion sont décrites dans le paragraphe suivant où elles sont données pour la variable t .

8.1.1 Résolution en 3 dimensions sans bornes

Dans un premier temps, l'espace de diffusion est considéré non borné dans les trois directions d'espace. Dans ce cas, la fonction de Green [132] [133] s'écrit sous la forme :

$$G_{sl}(\vec{x}, t \leftarrow \vec{x}_0, t_0) = \frac{1}{\sqrt[3/2]{4\pi K_0(t-t_0)}} \exp\left(-\frac{(\vec{x} - \vec{x}_0)^2}{4K_0(t-t_0)}\right). \quad (8.10)$$

Cette fonction donne des résultats intéressants sur le temps de diffusion et la provenance des positons. En effet, puisque aucune limite n'est fixée il est possible de mesurer le temps de diffusion maximum. La figure 8.2 illustre pour plusieurs énergies du positon source E_S , allant de 10 GeV à 10 TeV, le temps de diffusion suivant l'énergie du positon que l'on mesure.

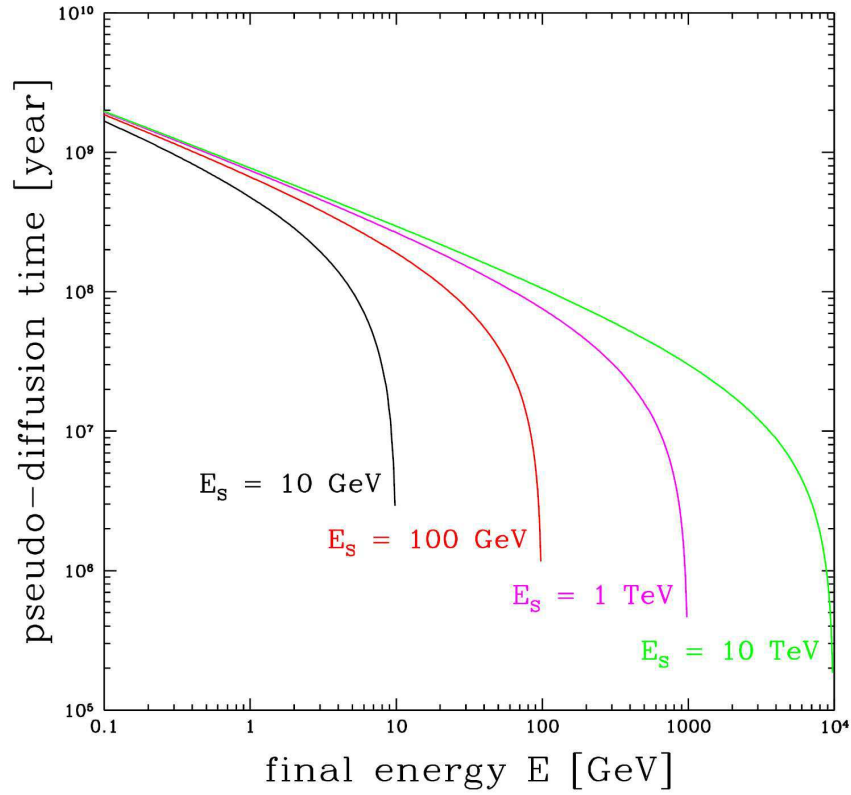


FIG. 8.2 – Temps de diffusion en fonction de l'énergie mesurée pour différentes énergies source.

Les courbes de la figure 8.2 possèdent deux régimes l'un couvrant les basse énergies, c'est à dire $E \ll E_S$, et celui où les énergies sont proches de l'énergie source $E \sim E_S$. Pour les énergies proches de E_S le temps de diffusion est d'autant plus faible que les énergies considérées sont proches. Ainsi, un positon de 9 GeV venant d'une source de 10 GeV a voyagé moins longtemps qu'un positon de 9 GeV issu d'une source de 100 GeV. Pour les faibles énergies devant E_S , il est remarquable d'observer le comportement

asymptotique équivalent pour l'ensemble des énergies E_S considérées, pour peu que l'on soit, pour toutes les énergies E_S , dans le régime $E \ll E_S$. Ainsi, un positon de 1 GeV ne peut pas avoir voyagé plus de 10^9 années, quelle que soit l'énergie de la source E_S dont il est originaire.

Cette configuration simplifiée donne des indications sur la provenance des positons. Ceci est illustré par la figure 8.3 où l'on montre la valeur du propagateur G suivant la distance de production pour des positons d'énergie E_S , compris entre 0.1 GeV et 10 TeV. Comme pour la figure 8.2, il existe deux régimes l'un pour des énergies proches de E_S pour lequel le propagateur diminue très rapidement et l'autre pour les faibles énergies où le propagateur est constant. Ainsi, plus les énergies sont proches de E_S plus le propagateur est faible et donc plus le lieu de production est proche.

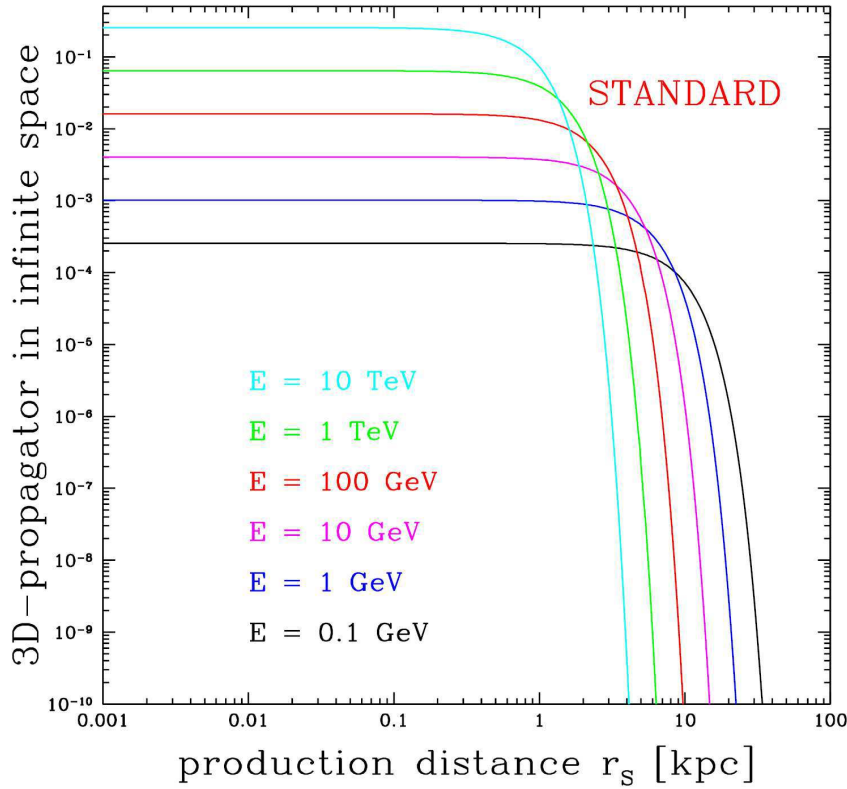


FIG. 8.3 – *Fonction de Green sans borne en fonction de la distance de provenance des positons pour différentes énergies de la source.*

8.1.2 Résolution dans un espace borné

Après le cas simplifié d'un espace sans borne, l'étape suivante est d'étudier le cas de la galaxie dont les dimensions sont représentées sur la figure 8.4.

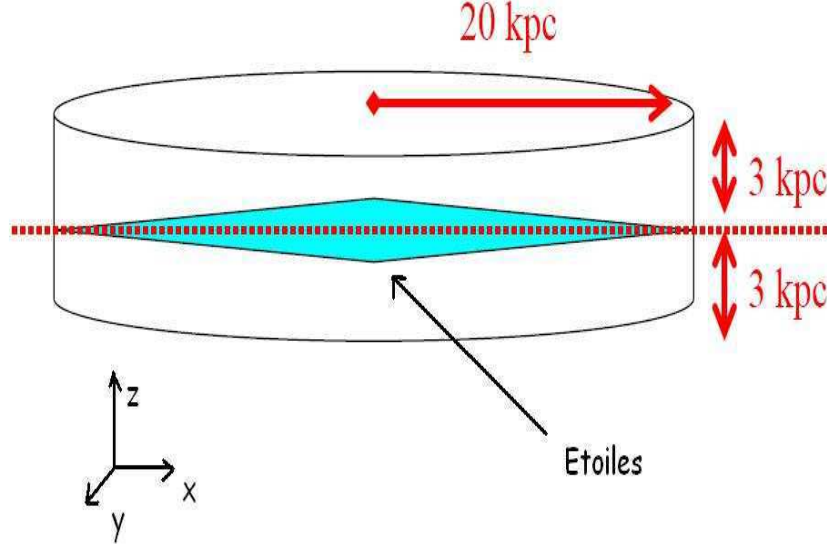


FIG. 8.4 – Représentation de la galaxie.

Pour la résolution de cette équation, on fait l'approximation que le rayon est infini devant la hauteur. Par rapport au cas précédent, des bords de diffusion, où les contributions du propagateur s'annulent, sont ajoutés. Deux résolutions sont possibles pour cette équation bornée. La première proposée par Baltz et al. [75] est utilisée dans DarkSusy : par analogie avec le champ électrique le propagateur est une somme d'images. Et la deuxième proposée pour cette thèse utilise l'analogie avec l'équation de Schrodinger où les bords de la galaxie représente les bords d'un puit de potentiel. Ainsi, le propagateur est la somme des états propres. Les deux résolutions sont présentées dans les sous-parties suivantes ainsi que leur comparaison.

Résolution "images"

Baltz et al. [75] propose une résolution basée sur l'analogie des images électriques. Dans ce formalisme, chaque contribution possède une contribution symétrique par rapport au bord de la galaxie c'est à dire par rapport au plan (x0y). Par rapport au cas non borné, seule la composante suivant z est affectée avec $z = \pm L$. Ainsi les coordonnées des images n s'écrivent :

$$x'_n = x', \quad y'_n = y', \quad z'_n = 2nL + (-1)^n z', \quad (8.11)$$

et la fonction de Green devient :

$$G_{image}(\vec{x}, t \leftarrow \vec{x}_0, t_0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n G_{sl}(\vec{x}, t \leftarrow \vec{x}_0, t_0). \quad (8.12)$$

Résolution "quantiques"

Une autre façon de résoudre l'équation **8.6** est d'utiliser le formalisme de la mécanique quantique pour un puit de potentiel développée par Maurin et al. **[134]**. Ainsi la solution est la somme des états propres contenus entre les bords de la galaxie. Par rapport au cas non borné, la décomposition en états propres se fait suivant l'axe z . Par conséquent, la fonction de Green s'écrit

$$G_{quant}(\vec{x}, t \leftarrow \vec{x}_0, t_0) = \frac{1}{4\pi K_0} e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{4K_0(t-t_0)}} \sum_{n=1}^{+\infty} a_n e^{-\alpha_n(t-t_0)} \varphi_n(z) + b_n e^{-\alpha'_n(t-t_0)} \varphi'_n(z) \quad (8.13)$$

où les fonctions $\varphi_n(z)$ sont des fonctions paires, et les fonctions $\varphi'_n(z)$ sont impaires décrites de la façon suivante

$$\varphi_n(z) = \sin k_n(L - |z|) \quad \text{où} \quad k_n L = (n - \frac{1}{2})\pi, \quad (8.14)$$

$$\varphi'_n(z) = \sin k'_n(L - |z|) \quad \text{où} \quad k'_n L = n\pi, \quad (8.15)$$

et les coefficients α_n et α'_n se calculent comme

$$\alpha_n = \frac{K_0}{L^2} \left[(n - \frac{1}{2})\pi \right]^2 \quad \text{et} \quad \alpha'_n = \frac{K_0}{L^2} (n\pi)^2. \quad (8.16)$$

Comparaison

Les deux solutions sont comparées sur les figures **8.5** et **8.6** où seul le propagateur vertical est représenté en fonction du paramètre $\frac{L^2}{4K_0\Delta\tau}$ où L est la demi-hauteur de la galaxie, K_0 le paramètre de diffusion et τ le pseudo-temps défini dans la partie **8.1**.

Ces deux figures montrent les limites de validité des deux codes. Ainsi pour $\frac{L^2}{4K_0\Delta\tau}$ grand c'est à dire $\Delta\tau$ petit, le propagateur quantique donne de mauvais résultats soit des valeurs négatives comme sur la figure **8.5**, soit des valeurs trop grandes comme sur la figure **8.6**. De la même façon le propagateur image donnent des mauvais résultats pour les grandes valeurs de $\Delta\tau$.

En conclusion, notre code final tient compte du régime de propagation, en changeant de propagateur suivant les valeurs de $\Delta\tau$.

8.2 Contrôle du code

Les résultats de ce code de propagation sont comparés avec le code la propagation de DarkSusy qui utilise simplement le propagateur image. La figure **8.7** montre le bon accord des deux codes pour une énergie monocinétique de positons à 121 GeV. La figure **8.8** montre que les codes sont aussi en accord quand on considère un flux de positons source.

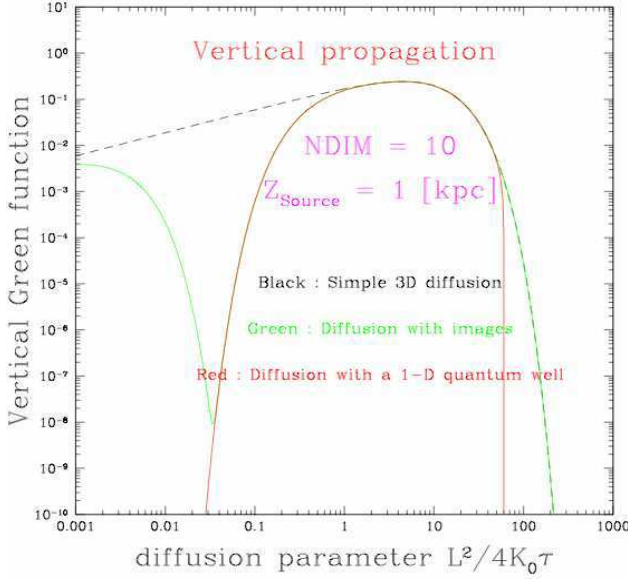


FIG. 8.5 – Comparaison des propagateurs verticaux images et quantiques dans le cas où le nombre d'images et le nombre d'états stationnaires sont pris à 10.

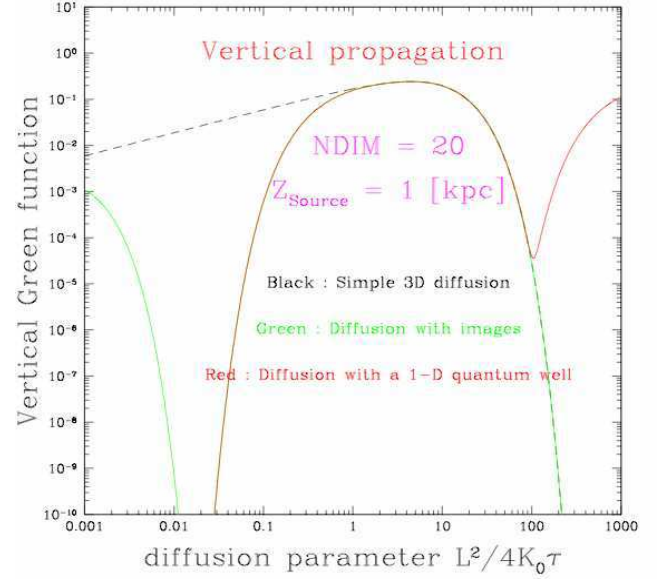


FIG. 8.6 – Comparaison des propagateurs verticaux images et quantiques dans le cas où le nombre d'images et le nombre d'états stationnaires sont pris à 20.

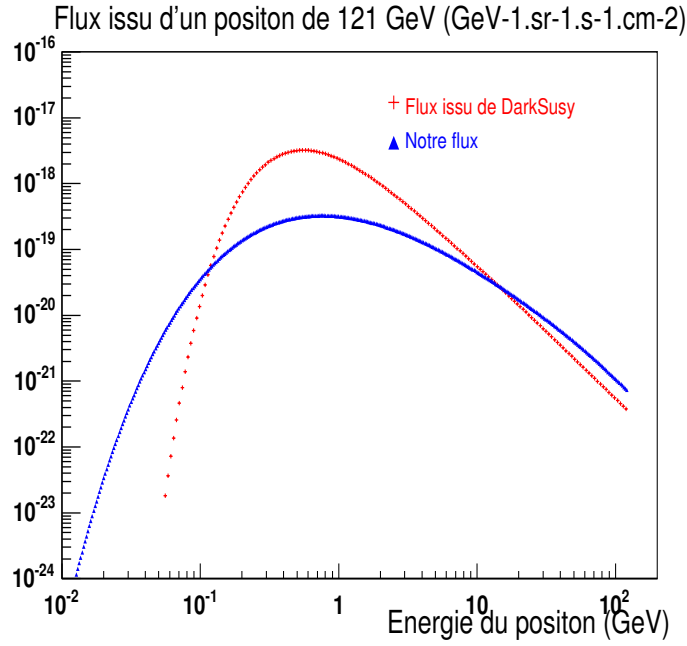


FIG. 8.7 – Comparaison de la propagation d'un positon de 121 GeV entre le code Darksusy-Suspect et celui développé dans cette thèse.

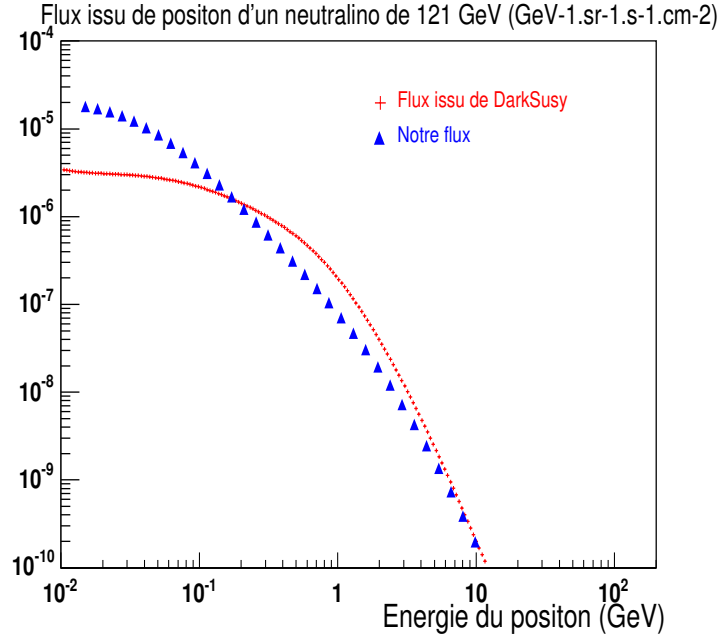


FIG. 8.8 – Comparaison de la propagation d'un flux de positons issu de l'annihilation de neutralino de masse 121 GeV entre le code DarkSusy-Suspect et celui développé dans cette thèse.

8.3 Propagation de signaux issus de Kaluza-Klein

Le candidat matière noire le plus étudié est la plus légère des particules supersymétrique (LSP : Lightest Super Particle). Un autre candidat vient des modèles dits de Kaluza-Klein. Kaluza et Klein ont tenté dès les années 20 d'unifier les interactions électromagnétiques et gravitationnelles dans le formalisme de la relativité générale (RG). Ce cadre ne permet pas cette unification et Kaluza et Klein eurent l'idée d'ajouter au moins une 5^{ème} dimension. Comme cette 5^{ème} dimension n'est pas observée, les auteurs proposèrent qu'elle soit enroulée sur elle-même dans un cylindre de rayon R , où R serait relié à l'impulsion \vec{p} du champ se propageant dans tout l'espace par $R^2 \sim \frac{1}{p^2}$. Pour les modèles à dimensions universelles, présentés dans le paragraphe 8.3.1, le rayon R possède une limite inférieure à 300 GeV [135] pour une seule dimension supplémentaire. A partir de ce formalisme, des modèles de Kaluza-Klein (KK) proposant des candidats à la matière noire sont construits. Deux types de modèles de KK seront présentés dans cette partie où le candidat s'annihile donnant de façon directe ou indirecte des positons :

- les modèles à dimensions universelles,
- les modèles de grande unification à géométrie déformée.

Les produits de l'annihilation sont désintégrés et hadronisés avec le code PYTHIA (version 6.205) [136] pour obtenir le spectre final de positons normalisé par annihilation. Le flux de positons ainsi obtenu est propagé avec le code décrit précédemment.

8.3.1 Modèle à dimensions universelles (UED)

Les modèles UED [137] postulent que tous les champs du modèle standard peuvent se propager dans la ou les dimensions supplémentaires compactes. Ces modèles ont une symétrie nommée parité KK avec $(-1)^n$ où n est le nombre KK. Cette symétrie assure que les vertex d'interactions ne peuvent pas impliquer un nombre impair d'état impair KK. Par conséquent, un vertex avec deux particules du modèle standard ($n=0$) et un état KK ($n=1$) est interdit. Ainsi, le mode le plus léger de premier niveau (LKP : Lightest KK Particle) avec $n=1$ ne peut pas se désintégrer en particules du modèle standard. Il est stable et fournit un candidat à la matière noire. Dans le cas où le LKP est un photon de Kaluza-Klein (B^1), il s'annihile en fermions ou en bosons de Higgs. La section efficace d'annihilation en fermions s'écrit [137] comme

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{380\pi\alpha_1^2}{81m_{B^1}^2} \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1} \quad (8.17)$$

où $\alpha_1 = \frac{e^2}{4\pi\cos^2\theta_W}$ et où θ_W est l'angle de Wienberg. L'annihilation en bosons de Higgs de l'ordre de 2% est négligée. La figure 8.9 montre que la masse du KK doit être inférieure à 1 TeV pour satisfaire les contraintes WMAP [8].

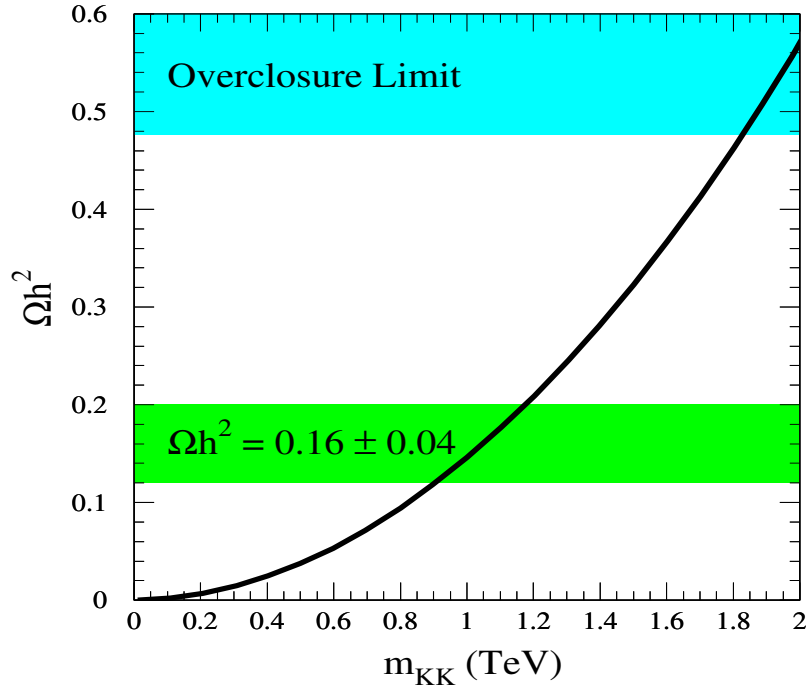


FIG. 8.9 – Densité relique $\Omega_{B^1}h^2$ prédite en fonction de la masse du KK. La bande inférieure donne la fenêtre de masse KK donne où la densité relique est la densité de matière noire [137].

Notre exemple dans ces modèles UED se fera avec une particule KK de masse 300 GeV. La figure **8.10** donne la section efficace d'annihilation totale en fonction de la masse, et pour une masse de 300 GeV, la section efficace est de 6 pb. La composition des produits de l'annihilation est présentée sur la figure **8.11**.

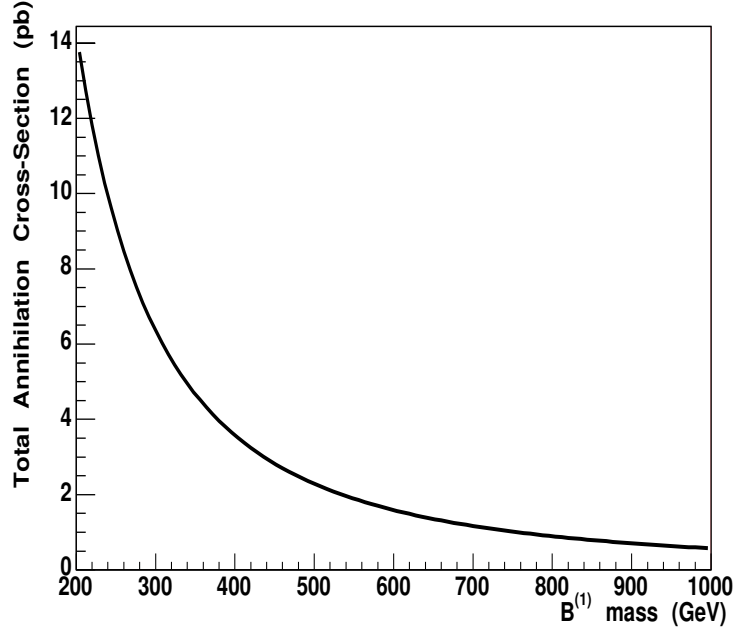


FIG. 8.10 – *Section efficace d'annihilation pour B^1 en fonction de sa masse.*

Cette section efficace permet de déterminer le flux de positons, et la figure **8.12** montre ce flux propagé à partir de l'annihilation de B^1 avec une masse de 300 GeV pour un halo isotherme : $(\alpha, \beta, \gamma) = (2, 2, 0)$.

Connaissant ce flux, on peut évaluer la précision de mesure de la fraction de positons par l'expérience AMS-02 en trois ans avec une acceptance moyenne $A_{e^+} = 0.045 \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$ comme le montre la figure **8.13**. Les mesures d'AMS-02 sont données pour le facteur d'amplification issu de l'ajustement des données de HEAT et pour celui issu du critère de visibilité défini dans la partie **7.2.3**.

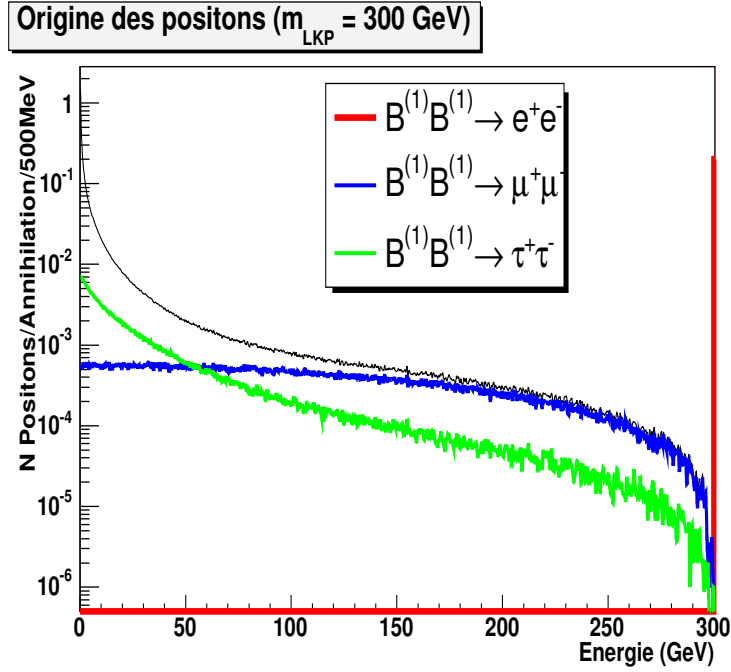


FIG. 8.11 – Composition des produits de l'annihilation de B^1 de 300 GeV en fonction de l'énergie. Seuls les canaux donnant des positons assez énergétiques sont montrés.

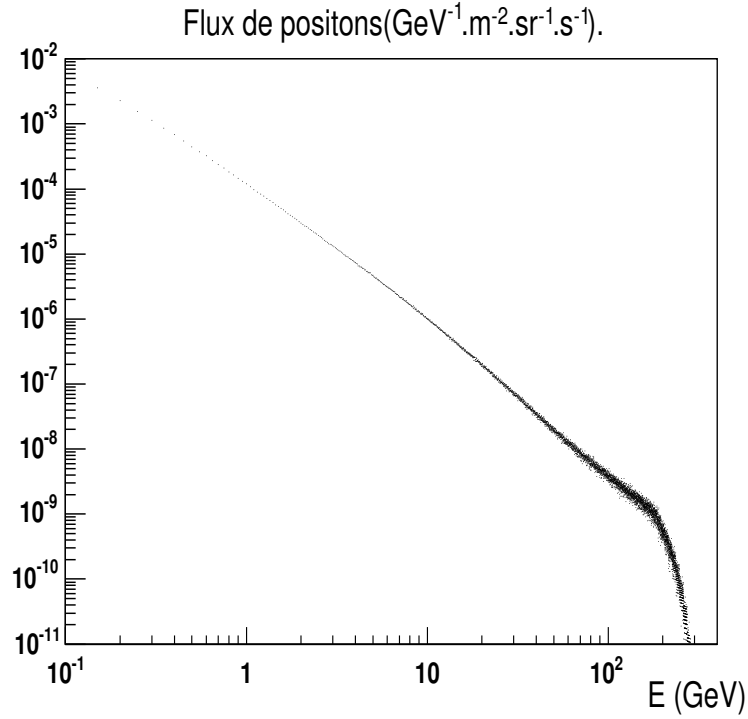


FIG. 8.12 – Flux de positons issus de l'annihilation de B^1 de masse de 300 GeV, après propagation.

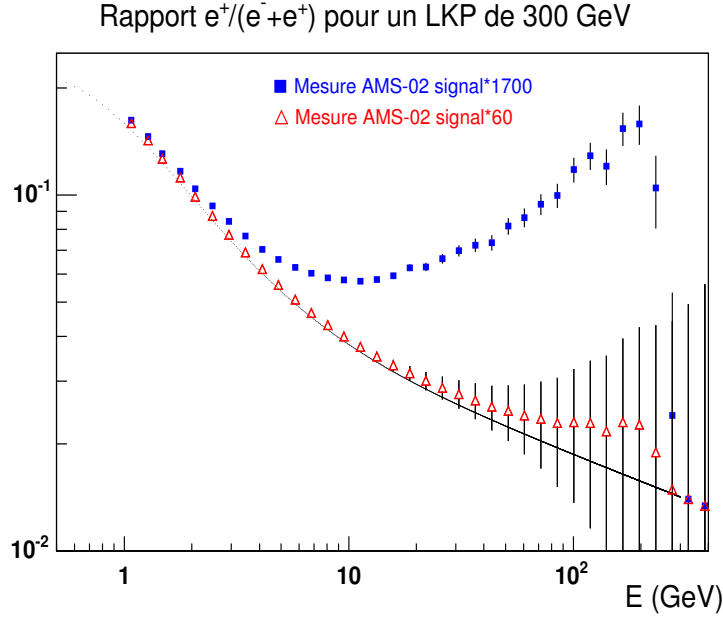


FIG. 8.13 – Fraction positons issus de l’annihilation de B^1 pour une masse de 300 GeV mesurée par AMS-02. Le signal est amplifié 60 fois pour être visible par AMS-02 et 1700 fois pour s’ajuster aux données de HEAT. La ligne de points représente le fond conventionnel.

8.3.2 Modèle à géométrie déformée

Certaines théories de grande unification à 5 dimensions déformées proposent un fermion Kaluza-Klein stable [138] comme conséquence de la symétrie imposée pour assurer la stabilité du proton. Cette symétrie basée sur le nombre baryonique et la couleur $SU(3)$ est appelée Z_3 . Les particules dans le nouveau groupe de grande unification porte une charge Z_3 tandis que les particules du modèle standard porte une charge Z_3 nulle. La plus légère de ces particules (LZP : Lightest Z_3 Particle) est stable car elle ne peut se désintégrer en particules du modèle standard. Le seul fermion massif dans la gamme d’énergie 1 GeV - 1 TeV pouvant être candidat à la matière noire est le neutrino droit KK. La figure 8.14 donne la contrainte de densité relique Ωh^2 en fonction de la masse de la LZP où deux régions sont permises par WMAP soit aux alentours de 50 GeV soit au delà de 500 GeV. Dans l’exemple choisi, la LZP a une masse de 50 GeV. La figure 8.15 montre la section efficace des canaux d’annihilation en fonction de la masse de la LZP et la figure 8.16 donne la fraction des canaux d’annihilation. Ainsi la section efficace à 50 GeV est de l’ordre de 1 pb. La composition des produits d’annihilation est présentée sur la figure 8.17.

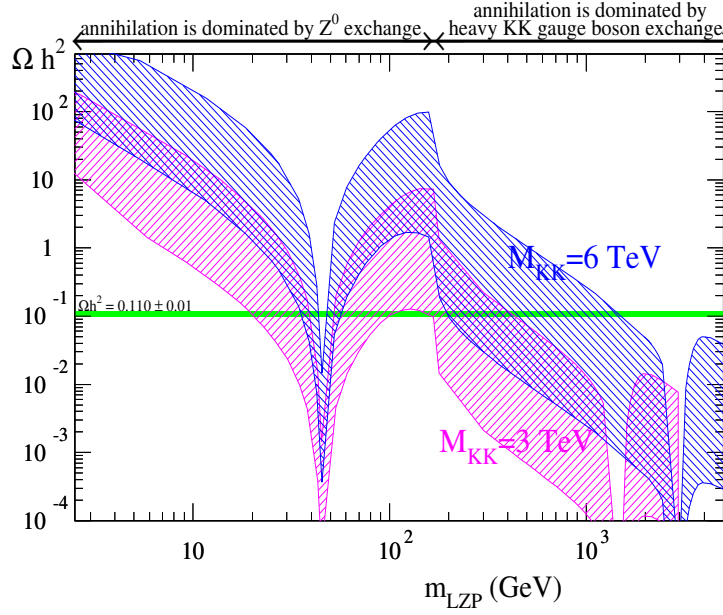


FIG. 8.14 – Prédiction sur Ωh^2 en fonction de la masse de la LKP pour deux valeurs de KK de jauge M_{KK} [139].

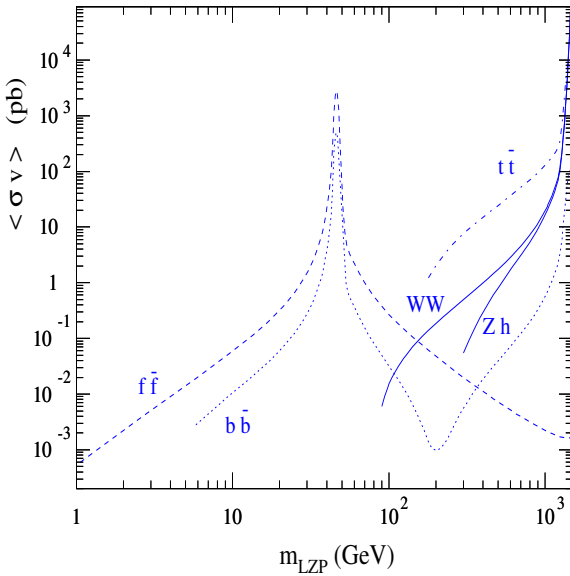


FIG. 8.15 – Canaux d'annihilation suivant la masse de la LKP pour $M_{KK} = 3 \text{ TeV}$ [139].

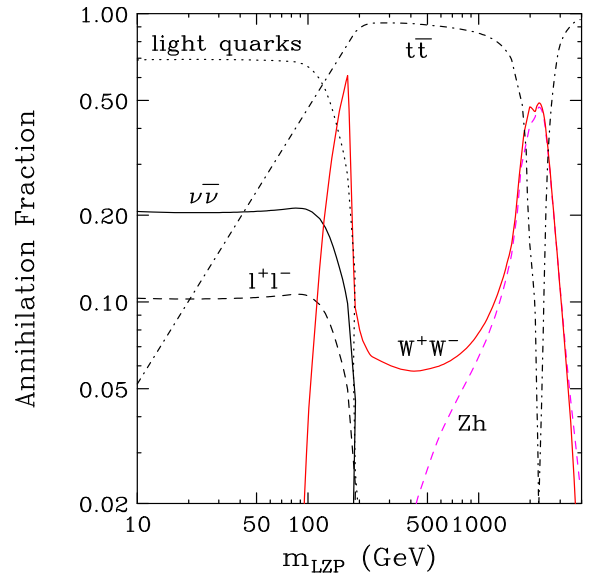


FIG. 8.16 – Fraction des canaux d'annihilation suivant la masse de la LKP pour $M_{KK} = 4 \text{ TeV}$ [138].

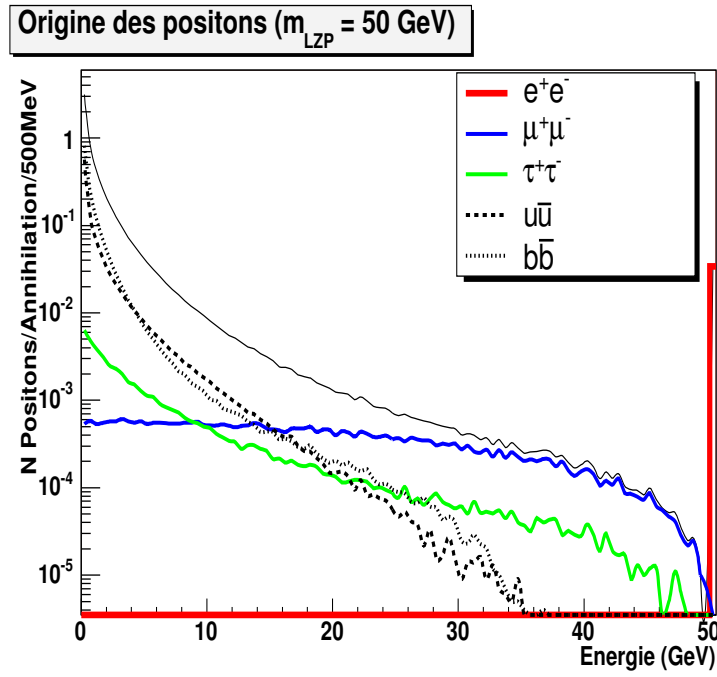


FIG. 8.17 – Composition des produits de l'annihilation de LZP de 50 GeV en fonction de l'énergie.

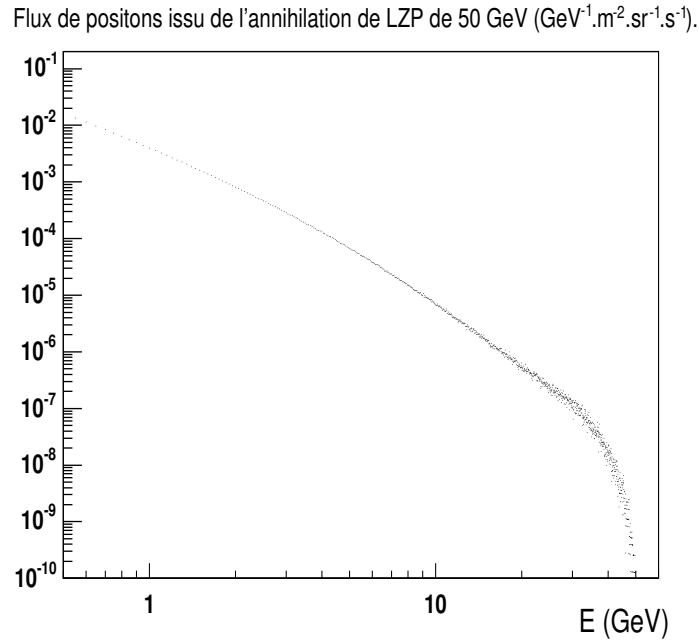


FIG. 8.18 – Flux de positons issus de l'annihilation de LZP de 50 GeV après propagation.

Pour un halo isotherme, $(\alpha, \beta, \gamma) = (2, 2, 0)$, le flux de positons propagés dans la galaxie est illustré par la figure 8.18. La figure 8.19 présente les mesures d'AMS-02, avec une acceptance moyenne $A_{e^+} = 0.045 \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$ et 3 ans de données, pour le facteur d'amplification issu de l'ajustement des données de HEAT et celui du critère de visibilité d'AMS-02 défini dans la partie 7.2.3. Le facteur d'amplification pour l'ajustement des données de HEAT est différent dans notre étude de celui obtenu dans [138] car le fond conventionnel est plus important dans notre étude.

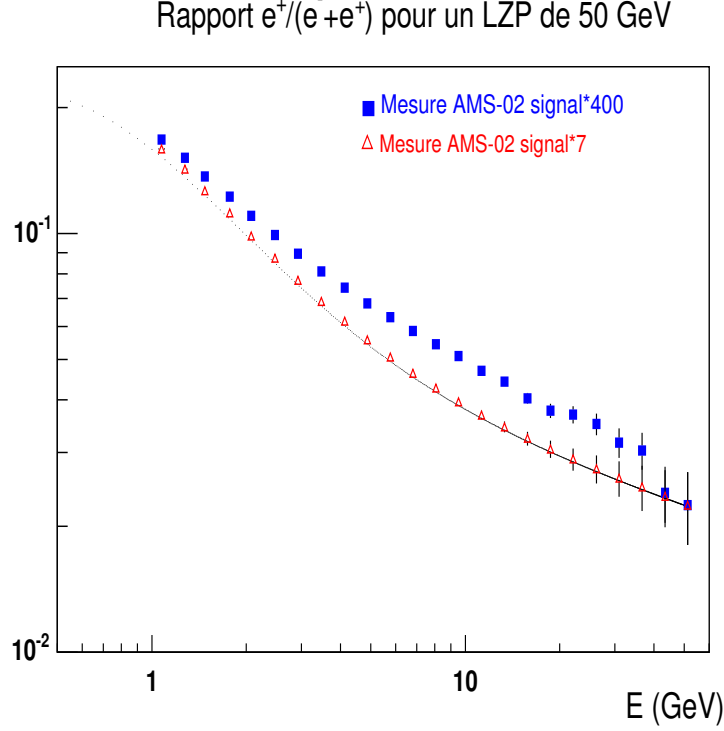


FIG. 8.19 – *Fraction positons issus de l'annihilation de LZP de 50 GeV mesurée par AMS-02. Le signal est amplifié fois pour être visible par AMS-02 et 400 fois pour s'ajuster aux données de HEAT.*

8.4 Effets des grumeaux de matière noire

Cette partie présentera deux aspects des effets des grumeaux de matière noire sur un signal de neutralino de 121 GeV. Le premier aspect est lié à la distance par rapport au lieu de détection qui limite la sensibilité pour ces objets. Le second point discutera de l'amplification du signal qu'entraînent ces objets.

8.4.1 La distance

Afin de comprendre les effets liés à la distance du grumeau de matière noire à la Terre, on prend un signal monocinétique qui correspond dans notre modèle SuSy au canal $\chi\chi \rightarrow e^+e^-$ donnant des positons de 121 GeV. La figure 8.20 présente le signal monocinétique pour différentes distances entre le détecteur et le centre du grumeau dont le profil est isotherme avec un rayon de 200 pc et dont la masse est de $10^5 M_\odot$. La sensibilité diminue avec la distance d'autant plus vite que l'énergie observée est grande. Ainsi, la sensibilité de la raie à 121 GeV se perd au delà de 1 kpc.

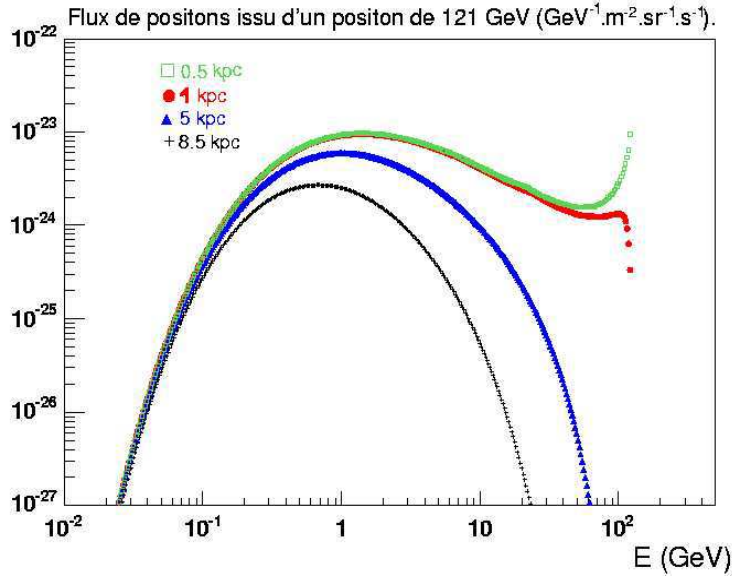


FIG. 8.20 – *Flux de positons issus de positons monocinétiques de 121 GeV venant d'un grumeau de matière noire .*

8.4.2 L'amplification

Pour déterminer l'amplification du signal produit par les surdensités locales de matière noire, les grumeaux, une estimation peut se faire en prenant un grumeau et déterminant le flux de positons issus en fonction de la distance. Ainsi, le facteur d'amplification est déterminé par le nombre de grumeaux.

Ainsi la figure 8.21 présente les flux de positons d'un grumeau dont le profil de matière noire est isotherme, c'est à dire $(\alpha, \beta, \gamma) = (2, 2, 0)$, en fonction de la distance. Ce grumeau a un rayon de 200 pc avec un rayon de coeur de 100 pc et sa masse est de $10^5 M_\odot$. La figure 8.21 indique que le flux issu de ce grumeaux à 1 kpc est 100 fois plus faible à 10 GeV que la contribution du halo total, on peut définir ainsi une distance de sensibilité. Connaissant le flux d'un grumeau on peut déterminer le nombre de grumeaux nécessaires pour obtenir une contribution aussi forte que celle du halo, donnant ainsi un facteur d'amplification de 2. D'après la figure 8.21 il faut 100 grumeaux dans une sphère centrée sur le système solaire de 1 kpc de rayon dont le volume est $V_s \sim 4 \text{ kpc}^3$. L'ensemble des grumeaux de rayon 200 pc représentent alors un volume de 1 kpc^3 que la sphère de sensibilité peut contenir. Et à l'échelle de la galaxie, dont le rayon est de 20 kpc et la hauteur est de 6 kpc, avec les mêmes proportions le nombre des grumeaux s'élève à 2.10^5 , équivalent à une masse de $2.10^{10} M_\odot$. La masse de la galaxie est comprise entre $10^{12} - 10^{13} M_\odot$. Par conséquent ces grumeaux ne représenteraient pas plus de 2% de la masse de la galaxie dans ce modèle naïf .

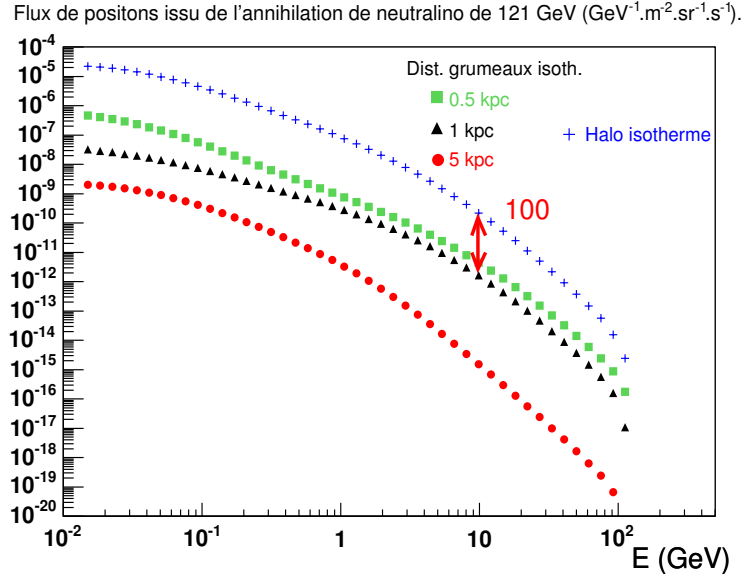


FIG. 8.21 – Flux de positons issus d'un grumeau isotherme de rayon 200 pc en fonction de la distance comparés au halo global de matière noire.

Pour augmenter le facteur d'amplification, il semble évident qu'augmenter le nombre de grumeaux a des limites dues à la taille du volume de sensibilité. Plutôt que d'augmenter leur nombre, il est possible de modifier leur profil, la figure 8.22 montre que pour un grumeau de même rayon et de masse similaire mais avec un profil de densité de type NFW il ne faut plus que 60 grumeaux pour obtenir une contribution valant autant que le halo. En effet, ces grumeaux donnent un signal plus fort car le profil de densité est plus piqué au centre de la structure. Ainsi pour un nombre identique de grumeaux le facteur d'amplification avoisine 3.

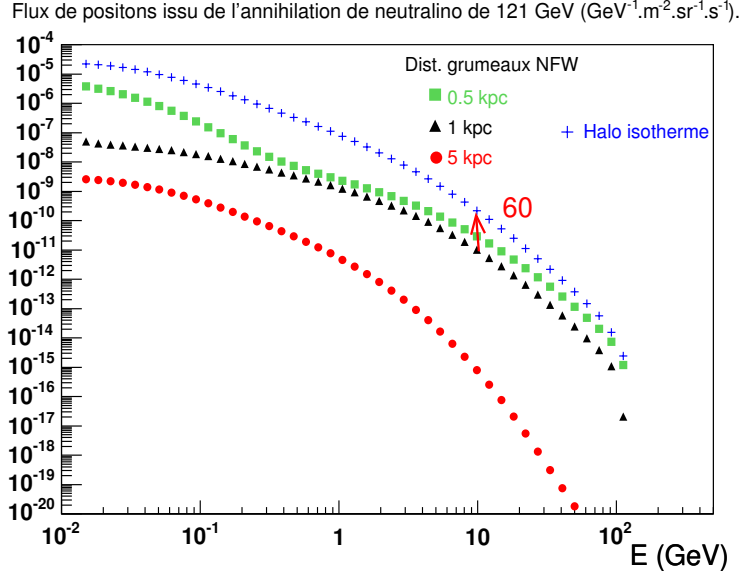


FIG. 8.22 – Flux de positons issus d’un grumeau NFW de rayon 200 pc en fonction de la distance comparés au halo global de matière noire.

L’existence d’un facteur d’amplification de l’ordre de 10 semble réaliste. En ce qui concerne les grandes valeurs d’amplification, c’est à dire supérieures à 10, un travail spécifique est nécessaire pour déterminer les paramètres des grumeaux les permettant.

8.5 Conclusion

En conclusion, un code de propagation indépendant a été conçu pour la simulation de petites structure de matière noire. Il a été contrôlé avec le code public DarkSusy, et il a permis de propager des signaux issus de modèles de Kaluza-Klein et de montrer les capacités d’AMS-02 dans le cas de deux exemples. Les premiers résultats sur les effets des surdensités montrent que la distance joue un rôle important définissant un volume de sensibilité. De faibles facteurs d’amplification, c’est à dire inférieurs à 10, peuvent être obtenus avec des grumeaux dont les profils de type NFW sont comparables à celui du halo de la galaxie.

Dans la lignée de ce travail, les perspectives sont la détermination du fond de positons secondaires afin de propager avec le même code le fond et le signal. Un second aspect est lié à la détermination des paramètres du grumeaux permettant d’obtenir des facteurs d’amplification importants. Un travail spécifique permettra de quantifier la probabilité qu’un de ces grumeaux soit proche de notre système solaire.

Le code développé fournit ainsi un outil modulaire qui peut être interfacé avec des codes de calcul de densité relique comme Micromegas ou des codes de simulations de signaux comme PYTHIA.

Conclusion

Les données des tests en faisceaux de juillet 2002 du calorimètre électromagnétique d'AMS-02 ont permis de contrôler le bon accord entre la simulation du détecteur et les données. L'utilisation d'un réseau de neurones pour la séparation électron-proton au niveau du calorimètre donne un pouvoir de séparation de 385 ± 46 (stat) ± 89 (syst), pour des protons de 120 GeV et une efficacité de 95% pour les électrons de 50 GeV, et 714 ± 46 (stat) pour une efficacité de sélection de 90%. L'erreur systématique est dominée par le choix de la méthode de calibration. Ce résultat ne représente qu'une limite inférieure car les tests en faisceaux ne disposaient pas d'identification externe de particules ni de système déterminant la position d'entrée de ces dernières.

Grâce à une combinaison des informations venant du détecteur à radiation de transition, du trajectomètre et calorimètre, l'acceptance d'AMS-02 aux positons a été déterminée dans la gamme d'énergie [0.5-1789] GeV en utilisant des données simulées. Une acceptance de $A_{e^+} = 4.110^{-2} \text{m}^2 \cdot \text{sr}$ a été obtenue. Dans le même temps, l'acceptance aux protons et aux noyaux d'héliums a été déterminée et elle est au moins 2.10^4 plus faible pour les protons. Ainsi, la sensibilité d'AMS-02 à plusieurs modèles exotiques a été étudiée.

Dans le cadre de modèle supersymétriques m-Sugra, un facteur d'amplification du signal est nécessaire pour qu'ils puissent être visibles par AMS-02 dans le canal en positons. Briser l'universalité du paramètre M_3 permet d'obtenir des modèles proches de m-Sugra avec des facteurs d'amplification plus faibles.

Une dernière étude a été menée relative aux facteurs d'amplification. La manière conventionnelle d'amplifier un signal est de considérer une surdensité locale de matière noire. La plupart des codes ne peuvent pas traiter ces petites structures, c'est la raison pour laquelle un code de propagation indépendant a été conçu. Il d'abord permis d'établir les capacités d'AMS-02 à détecter des signaux issus de certains modèles de Kaluza-Klein. Deux exemples ont été choisis, un dans les modèles à dimensions universelles et un dans les modèles à géométrie déformée. Concernant les effets des surdensités locales, la distance au lieu de détection joue un rôle de premier ordre définissant un volume de sensibilité. Lors de cette étude de faibles facteurs d'amplification, c'est à dire inférieur à 10, ont été obtenus avec des grumeaux dont les profils sont de type NFW comparables à celui du halo de la galaxie.

Les perspectives de ce travail s'articulent autour de plusieurs axes. Du point de vue de la sélection des électrons, une amélioration peut être attendue par une meilleure optimisation des réseaux de neurones. Ensuite, on peut raffiner l'étude de la sensibilité d'AMS-02 aux modèles exotiques en tenant compte de la variation de l'acceptance en fonction de l'énergie des positons. Concernant le code de propagation indépendant qui a été développé

dans le cadre de ce travail, plusieurs études complémentaires sont possibles. La première est la détermination du flux de positons cosmiques issus des collisions des protons sur le milieu interstellaire. Enfin, une étude plus systématique des paramètres caractérisant les grumeaux doit être menée de façon à connaître l'amplification du signal dans chaque cas. Elle peut être complétée par une étude de différentes distributions de grumeaux dans le halo galactique.

Chapitre 9

Annexe : Comparaison des données des tests en faisceaux avec la simulation

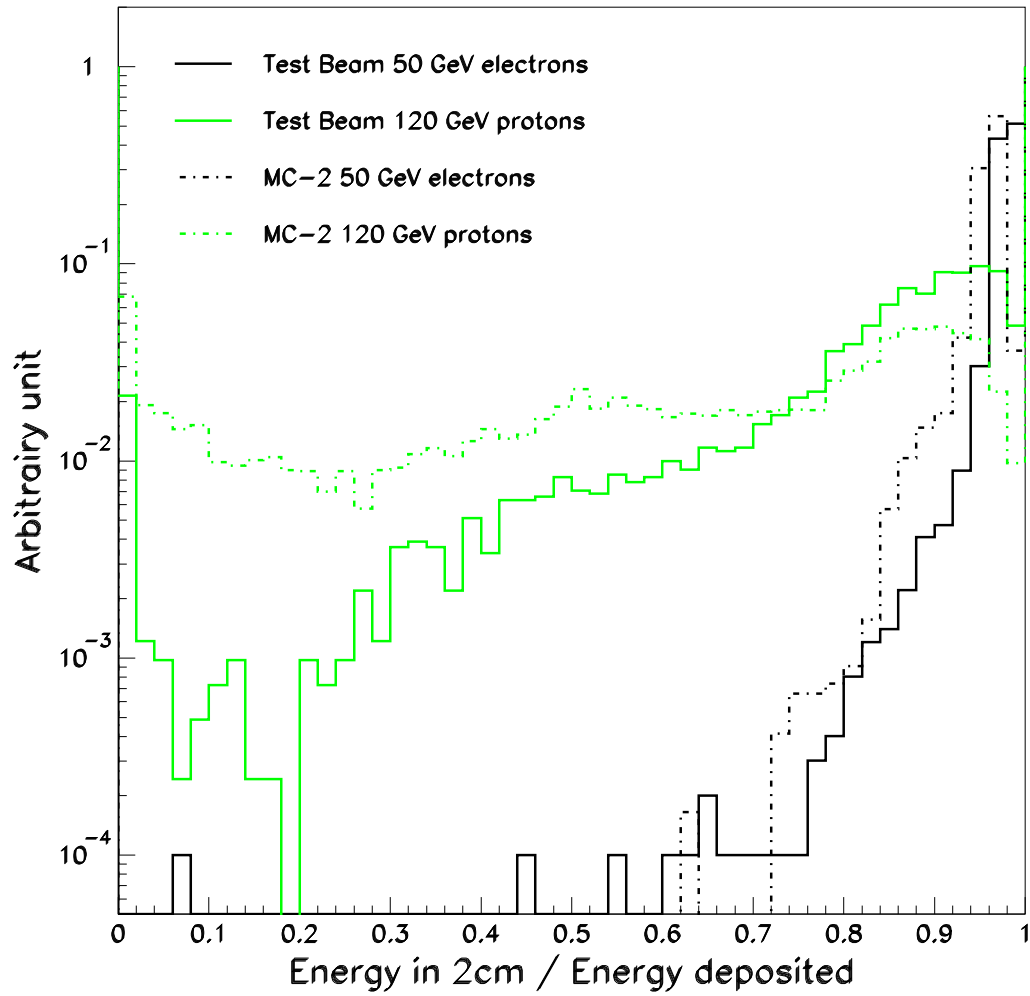


FIG. 9.1 – Fraction d'énergie déposée 2 cm autour de la direction de la gerbe pour les électrons de 50 GeV et les protons de 120 GeV dans les données des tests en faisceaux comparées à la simulation MC.

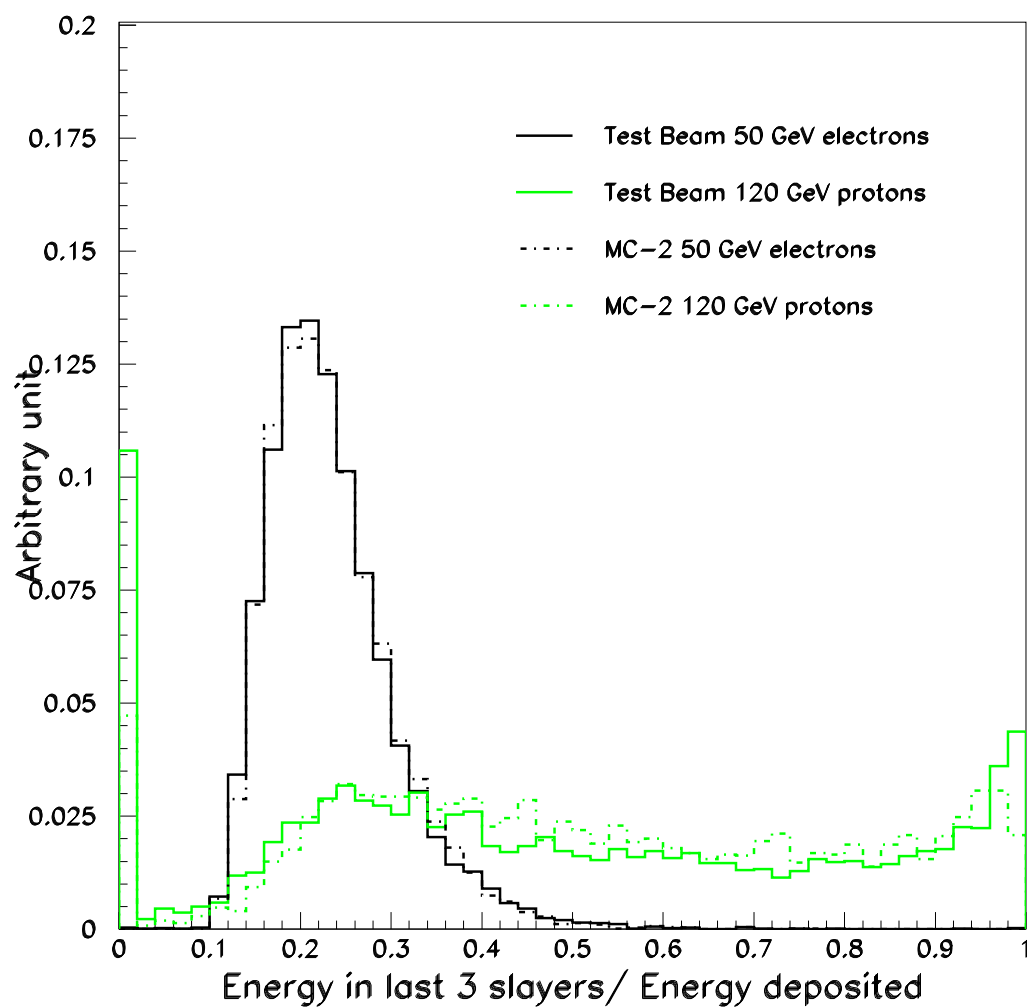


FIG. 9.2 – *Fraction d'énergie déposée dans les trois dernières super-couches pour les électrons de 50 GeV et les protons de 120 GeV dans les données des tests en faisceaux comparées à la simulation MC.*

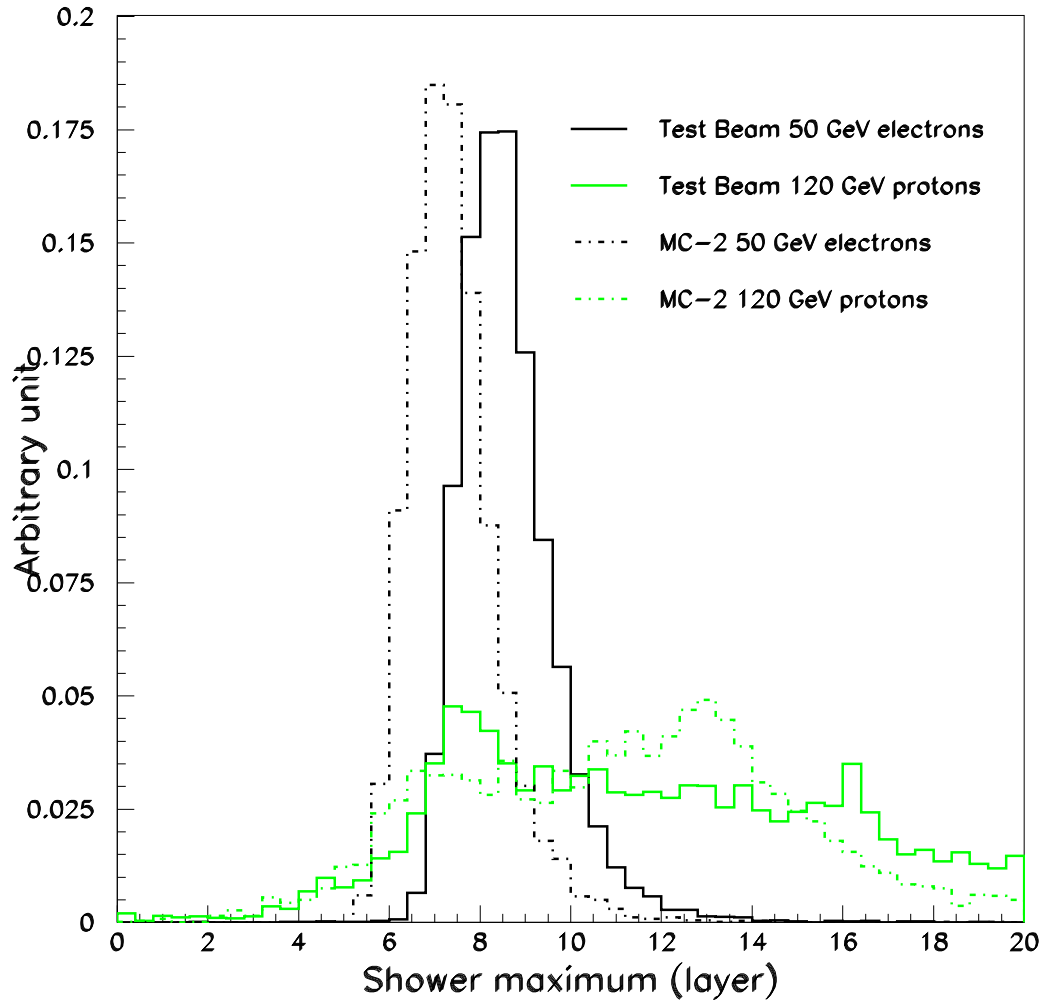


FIG. 9.3 – Position du maximum de la gerbe pour les électrons de 50 GeV et les protons de 120 GeV dans les données des tests en faisceaux comparées à la simulation MC.

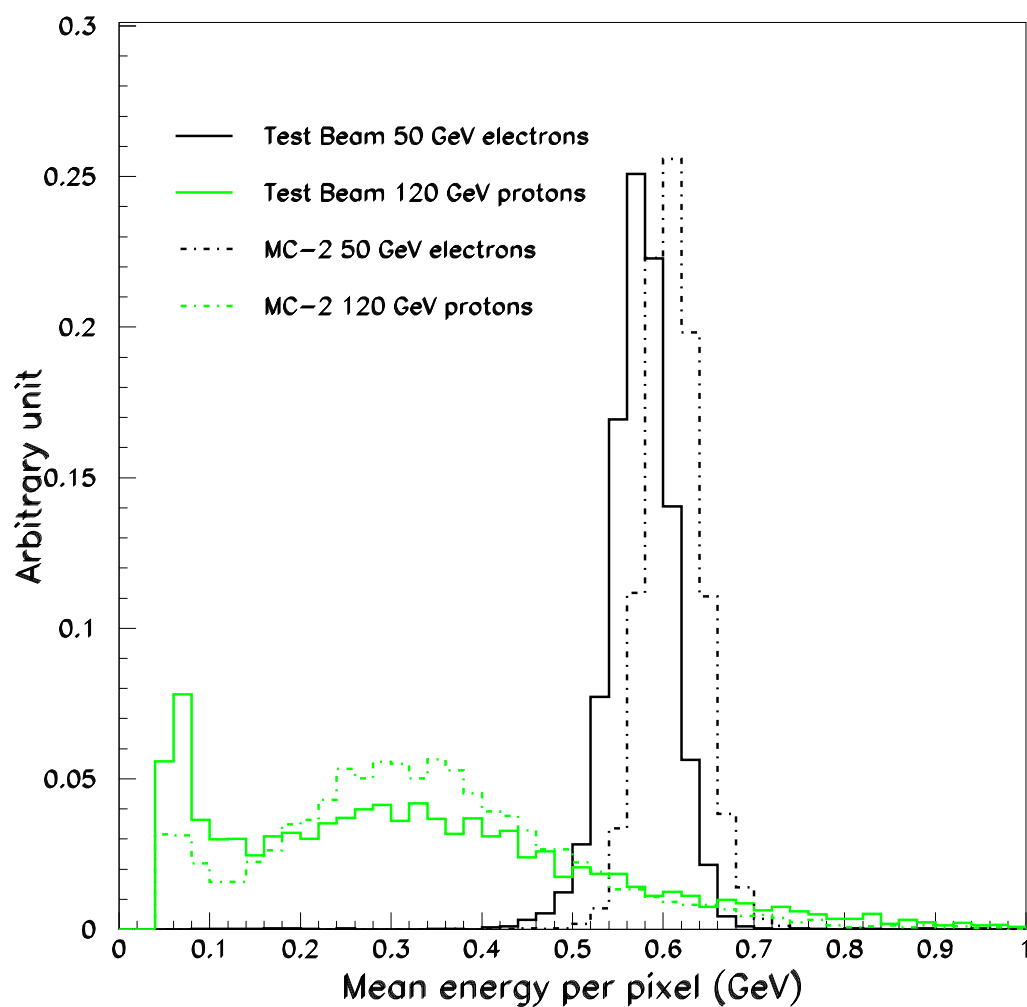


FIG. 9.4 – Énergie moyenne déposée par pixel pour les électrons de 50 GeV et les protons de 120 GeV dans les données des tests en faisceaux comparées à la simulation MC.

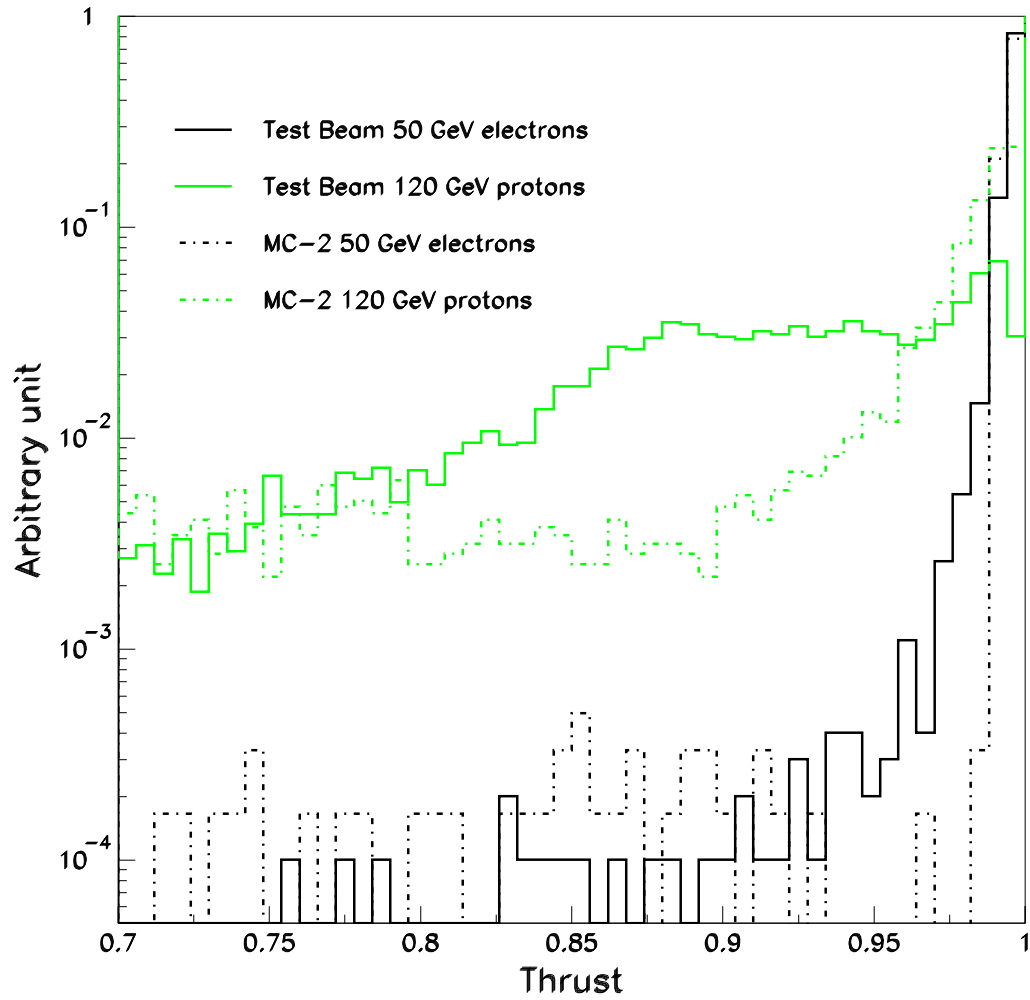


FIG. 9.5 – Variable "Thrust" représentant la collimation du faisceau pour les électrons de 50 GeV et les protons de 120 GeV dans les données des tests en faisceaux comparées à la simulation MC.

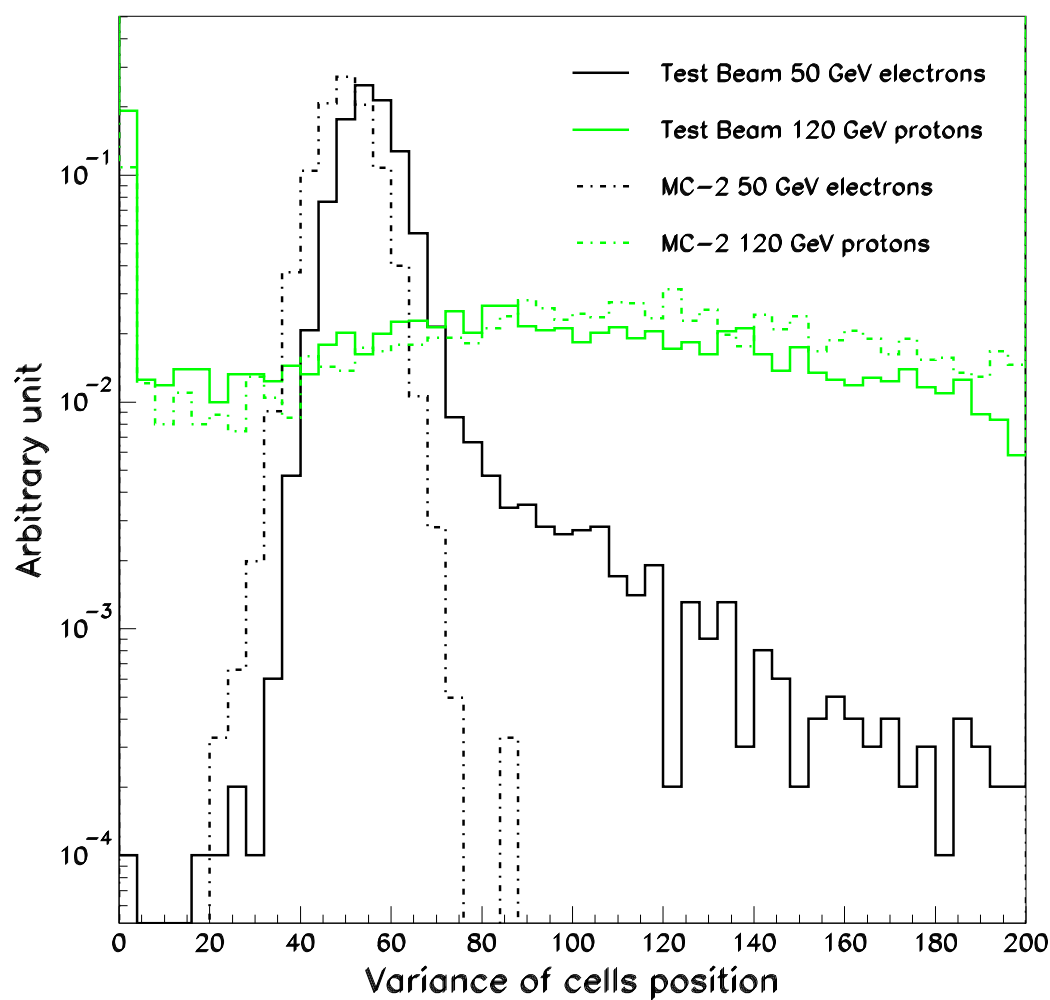


FIG. 9.6 – Variance de la position des cellules touchées pour les électrons de 50 GeV et les protons de 120 GeV dans les données des tests en faisceaux comparées à la simulation MC.

Bibliographie

- [1] John A. Peacock, **Cosmological Physics**, *Cambridge Univ. Press.* (1999).
- [2] E.W. Kolb et M.S. Turner, **The Early Universe**, *Frontier in Physics* (1990).
- [3] L. Bergstrom et A. Goobar, **Cosmology and Particle Astrophysics**, *Springer* (2004).
- [4] W.L. Freedman et al., **Astrophys. J.**, 553 (2001) 47-72.
- [5] E. Hubble, **Proc. Nat. Acad. Sci.**, Vol. 15 (March 15, 1929) Num. 3.
- [6] D. Tytler et al., **Phys. Scripta**, T85 (2000) 12.
- [7] S. Burles et al., **Phys. Rev.**, D63 :0635 (2001) 12.
- [8] C.L Bennett et al., **Astrophys. J. S.**, 148 (2003) 1.
- [9] G.F. Groom, **Eur. Phys. Journ.**, C15 (1992) 1.
- [10] M. Kamionkowski et al., **Astrophys. J.**, 426 (1993) L57.
- [11] J.H. Goldstein, **Astrophys. J.**, 599 (2003) 773-785.
- [12] L. Page et al., **Astrophys. J. Supp.**, 148 (2003) 233.
- [13] R.A. Knop et al., **Astrophys. J.**, 598 (2003) 102.
- [14] Supernovæ Cosmology Project collaboration, [http ://panisse.lbl.gov/](http://panisse.lbl.gov/).
- [15] F. Zwicky, **Helv. Phys. Acta**, 6 (1933) 110.
- [16] V. C. Rubin et al., **Astrophys. J.**, Vol. 238 (1980) 471-487.
- [17] K. G. Begeman et al., **Mon. Not. R. Astr. Soc.**, 249 (1991) 523-537.
- [18] M. Milgrom, **Astrophys. J.**, 270 (1983) 365.
- [19] S.D.M White et al., **Astrophys. J.**, 274 (1983) L1-L5.
- [20] L. Bergström et A. Goodar, **Cosmology and Particle Astrophysics**, *Praxis* 1999.
- [21] G. Chabrier, **Brown dwarf mass-function and density**, *astro-ph/0110024*.
- [22] C. Alfonso et al., **Astron. Astrophys.**, 404 (2003) 145-156.
- [23] L. Bergström et A. Goodar, **Cosmology and Particle Astrophysics**, *Praxis* 2001.
- [24] Q.R. Ahmad et al., **Phys. Rev. Lett.**, 87 (2001) 071301.
- [25] M. S. Turner, **Phys. Report**, 94 (2005) 67.
- [26] K. Zioutas et al. (CAST Collaboration), **Status report of the CAST experiment**, *CERN-SPSC-2005-022*.

- [27] C. Hagmann et al., **Phys. Rev. Lett.**, *80* (1990) 2043.
- [28] B.D. Blout et al., **Astrophys. J.**, *546* (2001) 825.
- [29] J.F. Navarro et al., **Astrophys. J.**, *462* (1997) 563.
- [30] J. N. Bahcall et R.M. Soneira, **Astrophys. J. Suppl.**, *44* (1980) 73-110.
- [31] A. V. Krastsov et al., **Astrophys. J. Suppl.**, *502* (1998) 48.
- [32] B. Moore et al., **Astrophys. J. Letters**, *499* (1998) L L5.
- [33] [http ://www.derbydelameije.com/fr/res04_skh.html](http://www.derbydelameije.com/fr/res04_skh.html)
- [34] P. Fayet et S. Ferrara, **Phys. Report**, *32* (1977) 249-334.
- [35] K.A Olive, **TASI Lectures on Dark Matter**, *astro-ph/0301505*.
- [36] S. Eidelman et al., **Phys. Letter. B**, *592* (2004) 1.
- [37] LEP SuSy Working Group, [http ://lepsusy.web.cern.ch/](http://lepsusy.web.cern.ch/).
- [38] ALEPH Collaboration, **ALEPH note**, 2000-019.
- [39] O. Martineau, **Recherche de WIMPs par l'expérience EDELWEISS**, *Thèse de doctorat*.
- [40] V. Sanglard, **Final results of the EDELWEISS-I dark matter search**, *astro-ph/0503265*.
- [41] D.S Akerib et al., **Phys. Rev. Lett.**, *93* (2004) 211301.
- [42] G. Angloher et al., **Astropart. Phys.**, *23* (2005) 325-339.
- [43] R. Bernabei et al., **Phys. Lett. B**, *480* (2000) 23.
- [44] AMANDA Collaboration, **Astrophys. Phys.**, *13* (2000) 1-20.
- [45] AMANDA Collaboration, **Phys. Rev. Lett.**, *92* (2004) 071102.
- [46] [http ://www.amanda.uci.edu/documents.html](http://www.amanda.uci.edu/documents.html).
- [47] Collaboration ANTARES, **A deep sea telescope for high energy neutrinos**, *astro-ph/9907432*.
- [48] S. Karkar, **Détection de microquasars et calibration en temps du télescope à neutrinos ANTARES.**, *Thèse de doctorat*.
- [49] D. Maurin et al., **Astrophys. J.**, *555* (2001) 585-596.
- [50] S. Orito et al., **Phys. Rev. Lett.**, *84* (2000) 1078-1081.
- [51] T. Maeno et al., **Astropart. Phys.**, *16* (2001) 121-128.
- [52] M. Boezio et al., **Astrophys. J.**, *561* (2001) 787-799.
- [53] F. Donato et al., **Phys. Rev.**, *D69* (2004) 063501.
- [54] S.D Hunter et al., **Astrophys. J.**, *481* (1997) 205-240.
- [55] P. Sreekkumar et al., **Astrophys. J.**, *494* (1998) 523-534.
- [56] I.V. Moskalenko et A.W. Strong, **Astrophys. J.**, *613* (2004) 962-976.
- [57] J. Fanselow et al., **Astrophys. J.**, *vol. 158* (1969) p.771.
- [58] A. Buffington et al., **Astrophys. J.**, *vol. 199* (1975) p.669-679.

- [59] M. Boezio et al., **Astrophys. J.**, *vol. 532 (2000) 653-669.*
- [60] Barwick et al. (HEAT Collaboration), **Astrophys. J.**, *498 (1998) 779-789.*
- [61] S. Coutu et al., **Positron measurements with HEAT-pbar instrument**, *Proceedings of ICRC 2001.*
- [62] P. Maestro, **Indirect search for dark matter by measurements of the cosmic ray positron spectrum with the AMS-02 experiment.**, *Thèse de doctorat.*
- [63] I.V. Moskalenko et A.W. Strong, **Astrophys. J.**, *493 (1998) 694-707.*
- [64] E. Nezri, **Neutrinos et cosmologie dans les modèles de grande unification : détection de matière noire supersymétrique avec le télescopes ANTARES, oscillations et leptogenèse dans SO(10).**, *Thèse de doctorat.*
- [65] G. Belanger et al., **A lower limit on neutralino mass in the MSSM with non-universal gaugino masses.**, *hep-ph/0212227.*
- [66] G. Belanger et al., **Nucl. Phys.**, *B706 (2005) 411-454.*
- [67] V. Bertin et al., **JHEP**, *0302 (2003) 046.*
- [68] http://www.volopress.fr/volo/pop_course.aspx?prmidcourse=357
- [69] C.D. Anderson, **The positive electron**, **Phys. Rev.**, *43 (1933) 491.*
- [70] J. Cronin et al., **Sc. Amer.**, *276 (1997) 44.*
- [71] J. A. Simpson, **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.**, *33 (1983) 330.*
- [72] A.G.W. Cameron, **Essays in Nuclear Physics**, *Cambridge Univ. Press (1982).*
- [73] M.C Longair, **High Energy Astrophysics**, *Cambridge Univ. Press (1992).*
- [74] E. Fermi, **Phys. Rev.**, *75 (1949) 1169.*
- [75] E.A. Baltz and J. Edsjö, **Phys. Rev.**, *D59 (1999) 023511.*
- [76] L.J Gleeson et W.I. Axford, **Astrophys. J.**, *154 (1968) 1011.*
- [77] I.V. Moskalenko, A.W. Strong et al., **Astrop. Jour.**, *565 (2002) 280-296 .*
- [78] Barwick et al. (HEAT Collaboration), **Astrophys. J.**, *482 (1997) 191-194.*
- [79] J.M. Clem et al., **Astrophys. J.**, *390 (1992) 96.*
- [80] W.R. Webber et al., **Astrophys. J.**, *390 (1992) 96.*
- [81] L. Arruda, **Cerenkov Ring Acceptance in the RICH Detector of the AMS Experiment**, *AMS note 2004-03-05.*
- [82] I.V. Moskalenko et A.W. Strong, **Astrophys. J.**, *509 (1998) 212-228.*
- [83] B. Baret, **Simulation et détection du rayonnement cosmique : Production d'antimatière dans l'atmosphère et étude de l'imageur Cherenkov annulaire de l'expérience AMS**, *Thèse de doctorat.*
- [84] http://www.volopress.fr/volo/pop_course.aspx?prmidcourse=05-18
- [85] AMS-02 collaboration, http://ams.cern.ch/AMS/ams_homepage.html.
- [86] G. Lamanna, **Gamma-Ray Detection with the AMS detector**, *First conf. on PArt. and Fund. Phys. in Space.*

- [87] I. Frank and V. Ginzburg, **Journal. Phys.**, 9 (1933) 353.
- [88] Th. Kirn and Th. Siedenburger, **Nucl. Instrum. Meth. A**, 535 (2004) 165.
- [89] D. Alvisi et al., **Nucl. Instrum. Meth. A**, 437 (1999) 212-221.
- [90] B. Blau et al., **Gravitation and Cosmology**, 5 (2000) *Supp. p. 1*.
- [91] B. Blau et al., **IEEE Transactions on Applied Superconductivity**, 12 (2002) 1215.
- [92] W.J. Burger, **Nucl. Phys. Proc. Suppl.**, 113 (2002) 139-146.
- [93] D. Haas, **Nucl. Instrum. Meth. A**, 530 (2004) 173-177.
- [94] B. Alpat et al., **Nucl. Instrum. Meth. A**, 540 (2005) 121-130.
- [95] M. Buenerd, **Nucl. Instrum. Meth. A**, 502 (2003) 158-162.
- [96] B. Baret et al., **Nucl. Instrum. Meth. A**, 525 (2004) 126-131.
- [97] F. Cervelli et al., **Nucl. Instrum. Meth. A**, 490 (2002) 132-139.
- [98] F. Cadoux et al., **Nucl. Phys. Proc. Suppl.**, 113 (2002) 159-165.
- [99] V. Plyaskin, **Nucl. Instrum. Meth. A**, 539 (2005) 146-154.
- [100] L. Girard et al., **ICATPP 2003, 6-10 Oct 2003, Como 2003** 55-59.
- [101] Loic Girard, **Potentiel de decouverte de rayons γ de haute énergie avec le spectromètre AMS-02**, *Thèse de doctorat*.
- [102] B. Rossi, **High Energy Particles**, Prentice-Hall, New York (1964).
- [103] B. Longo and I. Sestilli, **Nucl. Instr and Meth.**, A128 (1975) 283.
- [104] Particle Data Group, **Electromagnetic cascades**, *Review of Particle Physics*(26.5).
- [105] U. Amaldi, **Phys. Scripta**, 23 (1981) 409.
- [106] R.K. Bock et A. Vasicelu, **The Particle Detector BriefBook**, Springer (1998).
- [107] C.W. Fabjan et T. Ludlam, **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.**, Vol 32 (1982).
- [108] H.U Bengtsson et al., **Computer Physics Comm.**, 46 (1986) 43.
T. Sjöstrand, CERN-TH, 7112/93.
- [109] Bernard Fabbro, **Linear Discriminant Analysis with stepwise method**, *ALEPH Collaboration internal note*.
- [110] Carsten Peterson, **An introduction to artificial neural networks**, *LU TP 91-23*.
- [111] P. Maestro, **A study on background rejection and e^+ and γ detection in AMS-02**, *AMS note 2003-01-01*.
- [112] C. Goy and J. Pochon, **Proton/electron separation with the AMS calorimeter using test beam data. Comparison with MC**, *AMS note 2003-07-02*.
- [113] J. Pochon, **Data/MC comparison and proton/electron separation update**, *AMS note 2004-11-01*.

- [114] C. Goy, **Measurement of the attenuation length of the AMS calorimeter with test beam data**, *AMS note 2003-07-01*.
- [115] S. Agostinelli et al., **A simulation tool**, *NIMA 506 (2003) 250-303*.
- [116] AMS collaboration, **<http://pcamss0.cern.ch/mm.html>**.
- [117] E. Choumilov, **MC simulation of AMS-02 level-1 trigger**, *AMS note 2001-06-05*.
- [118] S. Di Falco et al., **Studies on a stand alone ecal trigger**, *AMS note 2003-08-01*.
- [119] G. Carosi et al., **Study of positron-proton separation with AMS TRD MC**, *AMS note 2001-06-05*.
- [120] J. Alcaraz, **Phys. Letter. B.**, *472 (2000) 215*.
- [121] I.V. Moskalenko et A.W. Strong, **Astrophys. J.**, *493 (1998) 694*.
- [122] Baltz et al., **<http://www.physto.se/edsjo/darksusy/>**.
- [123] P. Gondolo et al., **Darksusy : Computing Susy Dark Matter Properties Numerically**, *astro-ph/0406204*.
- [124] A. Djouadi et al., **Suspect**, *hep-ph/0211331*.
- [125] M.A. DuVernois et al., **Astrophys. J.**, *559 (2001) 296*.
- [126] J. Edsjö et al., **The positron excess and SuSy dark matter**, *astro-ph/0211239*.
- [127] M. Battaglia et al., **Eur. Phys. J.**, *C33 (2004) 273-296*.
- [128] W. de Boer et al., **Eur. Phys. J.**, *C33 (2004) 5981-5983*.
W. de Boer et al., **Indirect evidence for the supersymmetric nature of dark matter**, *hep-ph/0309029*.
- [129] A.W. Strong et I.V Moskalenko, **Astrophys. J.**, *509 (1998) 212*.
A.W. Strong et I.V Moskalenko, **Astrophys. J.**, *493 (1998) 694*.
- [130] L. Bergstrom et al., **Phys. Rev.**, *D59 (1999) 043506*.
- [131] J. Diemand et al., **Nature**, *433 (2005) 389-391*.
- [132] D. Maurin, **Propagation des rayons cosmiques dans un modèle de diffusion : une nouvelle estimation des paramètres de diffusion et du flux d'antiprotons secondaires**, *Thèse de doctorat*.
- [133] G. Barton, **Elements of Green's functions and propagation**, *Oxford Science Publication (1991) (§ 3,8,9)*.
- [134] R. Taillet et al., **Astrophys. J.**, *609 (2004) 173-185*.
- [135] T. Appelquist et al., **Phys. Rev.**, *D64 (2001) 035002*.
- [136] T. Sjöstrand et al., **Comput. Phys. Commun.**, *135 (2001) 238-259*.
T. Sjöstrand et al., **PYTHIA 6.2 : Physics and manual.**, *hep-ph/0108264*.
- [137] G. Servant et T. Pait, **Nucl. Phys.**, *B650 (2003) 391-419*.
- [138] D. Hooper et G. Servant, **Indirect detection of Dirac right-handed neutrino dark matter.**, *hep-ph/0502247*.
- [139] K. Agashe et G. Servant, **JCAP**, *0502 (2005) 002*.

Résumé

L'expérience AMS-02 est un détecteur de physique des particules qui sera installé sur la station spatiale internationale (ISS) pour une durée d'au moins 3 ans début 2008. Les motivations physiques sont la mesure des rayons cosmiques (e^- , e^+ , p , \bar{p} , γ , He, C,...), la recherche indirecte de matière noire, la recherche d'antimatière pour $Z > 2$ et l'étude des photons du GeV au TeV. L'expérience HEAT a mesuré le spectre de positons jusqu'à 30 GeV. Elle montre une possible distorsion autour de 8 GeV, qui peut s'interpréter comme un signal de matière noire. La mesure du spectre de positons cosmiques nécessite une séparation positons/protons de l'ordre de 10^5 , obtenue par l'utilisation conjointe des sous-détecteurs d'AMS-02. Les tests en faisceaux de 2002 du calorimètre électromagnétique ont permis de déterminer son pouvoir de séparation "électrons"/protons grâce à un réseau de neurones. Cette technique, basée sur des variables discriminantes et mise au point sur les données, a été utilisée pour déterminer l'acceptance en positons du détecteur en combinant les informations des autres sous-détecteurs. On peut aussi estimer le nombre de positons d'origine conventionnelle et déterminer la capacité de détection de signaux issus de matière noire froide. Cette étude est présentée pour des signaux issus de neutralinos supersymétriques et de particules stables de Kaluza-Klein. Les flux restent naturellement trop faibles pour être détectables. Le signal peut être amplifié grâce à l'existence de surdensités locales de matière noire qui apparaissent naturellement dans les modèles de formation de galaxie. Une modélisation de ces surdensités a été mise au point et présentée.

Mots clés : AMS, calorimètre électromagnétique, positons cosmiques, matière noire froide, propagation et supersymétrie.

Abstract

The AMS-02 experiment is a particle physic detector which will be installed on the international space station (ISS) in 2008 for at least 3 years. The physics motivations are cosmic ray measurements (e^- , e^+ , p , \bar{p} , γ , He, C,...), antimatter search for $Z > 2$ and gamma ray studies from GeV to TeV. The HEAT experiment has measured positron spectrum up to 30 GeV, and shown a possible distorsion around 8 GeV, which can be interpreted as a dark matter signal. The cosmic positrons spectrum measurement needs positron/proton separation close to 10^5 , which will be obtained combining all AMS-02 sub-detectors. A neural network analysis has been developed on test beam data taken in 2002, to estimate the electron/proton rejection for the electromagnetic calorimeter. This technique, based on discriminant variables and which was tuned on data, was used to determine the positron acceptance combining other sub-detectors informations. The number of conventional positrons can be estimated and AMS ability to detect cold dark matter signals has been determined. This study was presented for signal from supersymmetric neutralino and from Kaluza-Klein stable particles. Fluxes are naturally too low to be detected. Signal can be enhanced thanks to local dark matter over-densities which appear naturally in galaxy formation models. A model for those over-densities has been tuned and presented.

Keywords : AMS, electromagnetic calorimeter, cosmic positrons, cold dark matter, propagation and supersymmetry.